



TITLE:

渦による乱流の制御と伝熱促進に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

稲岡, 恭二

CITATION:

稲岡, 恭二. 渦による乱流の制御と伝熱促進に関する研究. 京都大学, 1997, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1997-03-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3123594>

RIGHT:

渦による乱流の制御と 伝熱促進に関する研究

稲岡 恭二

目次

第1章 序論	1
参考文献	7
第2章 実験装置および実験手法	11
2.1 緒言	11
2.2 LEBU板を挿入した乱流境界層に関する実験装置および手法	11
2.2.1 風洞およびテストセクション	11
2.2.2 平板面熱伝達率および壁面摩擦係数の測定	15
2.2.3 2方向変動速度の測定	16
2.3 乱流境界層に挿入する偏平柱およびスプリッタプレート付き角柱の概要	18
2.3.1 偏平柱の概要	18
2.3.2 スプリッタプレート付き角柱の概要	19
2.4 LEBU板と渦発生体の組合せを挿入した乱流境界層に関する実験措置および手法	21
2.4.1 テストセクション	21
2.4.2 LEBU板と渦発生体の組合せ形式	22
2.5 3方向速度分布の測定	24
2.5.1 3方向平均速度成分の測定	24
2.5.2 3方向変動速度成分の測定	27
2.6 LEBU板と渦発生体の組合せを挿入したダクト内乱流に関する実験装置および手法	31
2.6.1 ダクト実験装置およびテストセクション	31
2.6.2 熱伝達率および圧力損失の測定	34
2.7 結言	35
参考文献	36
第3章 LEBU板下流域の流動と伝熱特性	37
3.1 緒言	37
3.2 局所壁面摩擦係数分布	37
3.3 局所熱伝達率分布	40
3.4 相似性パラメータ分布	46
3.5 平均速度場と平均温度場	48

3.6 乱れ場の特性	54
3.7 象限分析法	58
3.8 結言	63
参考文献	63
第4章 偏平柱およびスプリッタプレート付き角柱下流域の流動と伝熱特性	65
4.1 緒言	65
4.2 偏平柱下流域の流動と伝熱特性	65
4.2.1 局所熱伝達率分布	65
4.2.2 局所壁面摩擦係数分布	69
4.2.3 相似性パラメータ分布	69
4.2.4 平均速度と乱れ場の特性	72
4.2.5 組織的構造の変化	74
4.3 スプリッタプレート付き角柱下流域の流動と伝熱特性	78
4.3.1 パワースペクトル分布	78
4.3.2 局所熱伝達率分布	80
4.3.3 局所壁面摩擦係数分布	81
4.3.4 相似性パラメータ分布	82
4.3.5 組織的構造の変化	83
4.3.6 ウェーブレット変換による速度信号解析	83
4.4 結言	93
参考文献	93
第5章 渦発生体の付設による伝熱促進	95
5.1 緒言	95
5.2 測定用平板に対する予備検討結果	95
5.3 LEBU板と渦発生体の組合せ形式に関する検討結果	96
5.4 局所熱伝達率分布の特徴	102
5.5 熱伝達率分布に及ぼす幾何形状パラメータの影響	106
5.5.1 挿入高さ H の影響	106
5.5.2 渦発生体高さ s の影響	108
5.5.3 渦発生体の先端と平板のすき間 $c (=H-s)$ の影響	110
5.5.4 迎え角 α の影響	111
5.6 結言	114

参考文献	114
第6章 渦発生体下流域における熱流動場の三次元構造	116
6.1 緒言	116
6.2 平均速度分布	116
6.2.1 伝熱促進の初期領域における平均速度分布	116
6.2.2 伝熱促進の発達領域における平均速度分布	121
6.3 平均温度分布	121
6.4 乱れ統計量の分布	129
6.5 結言	137
参考文献	139
第7章 渦発生体によるダクト内乱流熱伝達の促進	140
7.1 緒言	140
7.2 局所熱伝達率分布	140
7.2.1 物体非挿入時における壁面温度の発達様式	140
7.2.2 局所熱伝達率分布の特徴	141
7.2.3 伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率と全伝熱面平均伝熱促進率	148
7.3 圧力損失分布	150
7.4 伝熱促進と圧力損失の評価	151
7.5 結言	153
参考文献	154
第8章 結論	155
記号	159
謝辞	163

乱流は大小さまざまなスケールの渦により構成されている。それらの渦は流れ場の中に不規則な三次元速度変動を作り出すと同時に、大規模な間欠渦構造とバースティング現象に特徴付けられる流体運動を通して熱輸送を促進する性質を有している。したがって、乱流熱伝達はもともと層流熱伝達と較べてはるかに良好であり、それをさらに促進することは容易ではない。しかし、実際に高温かつ高速な条件下において使用される伝熱機器、例えば排熱回収ボイラ等の利用レベルを現状のそれよりさらに引き上げるためには、さらなる高効率伝熱技術の開発が必要とされており、乱流伝熱の促進に関する基礎的・応用的研究の重要性は決して小さくない。

乱流伝熱の促進を図る最も古典的な方法は、伝熱面近傍の乱れ強度の増大を図ることに基づくもので、それは例えば、乱流中に物体を挿入することにより簡便に実現することができる⁽¹⁾。このような物体は乱流プロモータと呼ばれているが、実際の研究例によると伝熱促進機構は必ずしも単純でない。すなわち、Kawaguchi ら⁽²⁾ および Suzuki ら⁽³⁾ は、プロモータとして円柱を選定して、これを平板乱流境界層内に平板から浮かせて挿入した実験において、円柱の挿入によってバースティング現象の特性が変化することを報告している。それによると、円柱下流域では流体の要素運動のうちインタラクシオン運動が選択的に増強される結果、伝熱促進と同時に壁への運動量輸送の抑制が生じ、壁面の熱伝達率の向上と同時に摩擦係数の低下が起こる。いわゆる熱輸送と運動量輸送の非相似性が発現することを見出している。その要素運動がどのようにして強化されるかは彼らの研究例においても未だ解明されていないが、この非相似性は、第一に、より良好な伝熱特性をより小さな圧力損失のもとで達成できる可能性を示唆している点において実際応用上重要な性質であると同時に、第二に、運動量輸送と熱輸送を個別に制御できる可能性を示すものとして工学的にも興味深い性質である。ただし、円柱は形状抗力が大きく、その挿入により付加される運動量損失が小さくないため、実際の応用上の挿入物体としては適切でない。

本研究は上述した研究例を動機として、非相似性発現に最適な挿入物体を模索することを目的として開始したものである。すなわち本研究では、まず第一に、円柱と異なる形状の物体を乱流境界層内に挿入して、発現する非相似性のあり方とその発現メカニズムに関する基礎的な検討を行う。第二に、本研究では運動量輸送と熱輸送を個別に制御できる可能性につき調査することを目的とする。

近年様々な伝熱機器の開発と相まって対流熱伝達の促進・制御方法が多数提案されているが、本研究では物体を伝熱面の近傍あるいは伝熱面の間隙に挿入する系に

注目する。その理由は、実際の機器においては、伝熱面の加工が困難であるケースも少なくなく、そのような場合には本例のように物体を挿入する系は有用となると考えられるからである。また、本系は伝熱制御が簡便に行える点においても応用上の利点があるものとする。

本研究では、円柱と異なる挿入物体として、まず、LEBU 板 (Large Eddy Break-Up Plate) に注目する。LEBU 板は境界層中に浮かせて壁面と平行に挿入する、流れ方向幅が境界層厚さ程度の薄板であり、円柱とは相違して形状抗力は極めて小さい。また、もともと LEBU 板は壁面上に設置するリブレット^{(4)~(6)}と同様に、乱流に接する固体壁面に作用する摩擦応力の低減手法として主に流体力学分野において開発・研究^{(6)~(11)}されてきたものである。したがって、両者の相乗作用によって、運動量損失の増大を最小限にとどめ得ることが期待できる。ただし、ここでは深く触れないが、その現象の全体像やメカニズムの詳細は必ずしも解明されているとは言えない状況にあり、検討の余地が残されている^{(7)~(9)}ようである。ところで、LEBU 板は主流と壁面近傍領域を分断するインシュレータとしての性質を持つから、熱的に厳しい流れ条件下での熱的防御手段として応用でき、また伝熱制御用の挿入物体として利用できる^{(10)~(11)}が、それを用いる場合について乱れ構造を含む伝熱工学的観点からの踏み込んだ研究例は未だ見あたらない。そこで、本研究では、まず第一に、LEBU 板を挿入した系に対して平板面の熱伝達率を測定し、それを乱流場の観点から考察を加えることにより非相似性発現のメカニズム、あるいは伝熱制御機構を探る一助とする。

熱輸送と運動量輸送の非相似性は、平板乱流境界層中に円柱を挿入する系^{(2),(3)}ばかりでなく、平行平板間流路に角柱を挿入した流れ系^{(12)~(13)}や、中間レイノルズ数領域におけるフィン列周りの流れ系⁽¹⁴⁾においても発現することが見いだされている。これらの系では、設置された物体(角柱やフィン)からカルマン渦的な周期性の高い渦運動が発生する。このカルマン渦的な渦運動に関連して、流路壁面やフィン面近傍において、ある流体要素運動が発生あるいは強化される。その要素運動が壁面近傍における熱輸送を促進すると同時に運動量輸送の抑制をもたらす結果、非相似性が発現することが報告されている。このことからすると、本論文で最初に取り扱う平板乱流境界層中に LEBU 板を挿入する場合には、LEBU 板下流の熱流動場に周期的な変動が生じない^{(7)~(9)}ため、非相似性が発現しない可能性もある。よって、挿入物体の最適形状を探るための一つの資料として、また、このような物体の挿入によって生じる非相似性の発現メカニズムを解明する観点からも、LEBU 板の代わりに、例えば、円柱と LEBU 板の中間的形状をもつ物体を使用する場合に、いかなる熱流動特性が現れるかを調べることは有意義である。この目的の

ために、本研究では、その中間形状物体として、偏平柱の挿入を試み、偏平柱の偏平度を数種類に変更した場合の熱伝達率と摩擦係数を測定し、非相似性のあり方が物体形状の変化とともにどのように変化するかを整理する。

先に述べた研究例からすると、本論文で取り扱う平板乱流境界層においても、挿入物体から放出されるカルマン渦的な非定常渦運動と非相似性の発現には何らかの関係があると推察される。しかしながら、乱流場におけるその関係については、未だ良く分かっていない点が多くある。本論文では、非相似性の発現がカルマン渦的な渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて基礎的な検討を施す。この目的のために、挿入物体として角柱に注目し、角柱の背面中央に付設する薄板(以下ではスプリッタプレートと呼称する)の長さを数種類に変更することによって、角柱から発生するカルマン渦的な渦運動を制御⁽¹⁵⁾する。そして、非相似性の発現のあり方や流体要素運動の変化がカルマン渦的な渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて速度変動の時系列データを参照して検討する。

いっぽう、乱流熱伝達を縦渦を生成する渦発生体の設置により促進する方法はよく知られている⁽¹⁾。縦渦は、例えば、凹面に沿って発達した境界層中に生成するゲルトラー渦や、突起部の周りに発生する馬蹄形渦、浮力や遠心力により誘起される渦など、実に様々な形態で発現する。そのため、縦渦は各種の流体機械、伝熱機器においてしばしば見受けられるとともに、機械の性能を左右する一因となるため、縦渦と境界層の干渉についてはこれまで多くの研究がなされている⁽¹⁶⁾。とくに、流体力学の分野では、渦発生体から発生する縦渦を利用した流体混合の促進や境界層のはく離制御を目的とした基礎的研究が早くからなされ、これまでにディフューザや飛翔体などの能力向上に応用されている。しかしながら、縦渦をともしなう流れ場の全容はまだ明らかでない点が多くある。例えば、小林⁽¹⁷⁾は、二次元曲がり流路の凹面上に発達するゲルトラー渦が流路のスパン方向に時間的に揺動するが故に、統計的見方のみに頼ると、それが二次元性に埋没してしまい検出不可能になるとの知見を報告するとともに、縦渦の存在を実証することに成功している。また、最近になって、より複雑な流れ場に適用し得る乱流モデルの開発を目的として、渦発生体下流域での乱れ統計量を含む実験データの蓄積も行われつつあり^{(17)~(25)}、縦渦の研究は流体力学の分野においても、今後ますます活発化するものと思われる。

熱工学の分野では、縦渦は、例えばガスタービン翼において認められる。ガスタービン翼においては、翼とシュラウド面の接合部の先端位置から双子渦が発生して、それぞれの渦が翼の曲面やシュラウド面に沿って通過するとともに、定在的な縦渦に発達する⁽²⁶⁾。この定在する縦渦が局所的に高い熱伝達率を示すため、タービン機器の寿命が著しく低下することが指摘されており、縦渦の構造を掴むとともに縦

渦の発生を制御することが重要な課題である。縦渦の熱流動特性に関する研究例には、タービン翼をはじめとして、伝熱機器内に発生する縦渦の生成現象そのものを理解することを目的にしたもの^{(27)・(28)}の他に、縦渦を熱交換器の性能向上に応用することを目的として、渦発生体と呼ばれる突起物を伝熱面に設置した流れ場を扱うものも少なくない^{(29)～(40)}。以下に本論文と関連する幾つかの研究例についてまとめて記す。

渦発生体下流域における熱伝達率は、Edwards ら⁽²⁹⁾によって初めて測定された。彼らはダクト内乱流に立方体形状の突起と三角形翼型の渦発生体を設置した場合の熱伝達率をそれぞれ測定して、局所的な熱伝達率は突起の方が渦発生体より大きいものの、突起による伝熱促進効果は下流に向かって急激に消失するのに対して、渦発生体のそれは長い範囲にわたって存続することを見出した。Russel ら⁽³⁰⁾はダクト内層流の実験において、プレートフィン熱交換器を模擬した平板上に、打ち抜きによって長方形板状の渦発生体を複数個作成し、互いに同方向に回転する縦渦対の伝熱特性について調べ、50%の熱伝達の増加と40%の圧力損失の増加を報告した。また、Turk ら⁽³¹⁾は長方形板の渦発生体列を平板層流境界層に設置して、渦発生体の寸法と伝熱促進の関係についてまとめ、伝熱促進の大きさが渦発生体の高さで渦発生体の間隔の比、および渦発生体の高さで境界層厚さの比と関係することを報告した。Fiebig ら⁽³²⁾は、ダクト流路の壁の一部を切り起こして三角翼形状の渦発生体を作成して、伝熱促進に及ぼす翼形状、迎え角、レイノルズ数の影響を整理した。これらの初期の報告はいずれも速度場の測定が行われていないが、最近になって幾つかの研究グループによって流れ場と熱伝達の詳細な測定が行われ、縦渦の伝熱促進機構が解明されつつある。

まず、乱流については、例えばEibeck ら^{(33)・(34)}は伝熱面上に形状が直角三角形の渦発生体を一個付設した乱流境界層において、局所熱伝達率を測定するとともに3方向の平均速度場を測定してその伝熱促進機構について検討している。その結果、渦発生体の設置が乱流熱伝達の促進に有効であること、伝熱促進は流れ方向に少なくとも境界層厚さの100倍程度まで存続することを報告している。また、流れ場の測定結果から、境界層内の平均温度・速度場が渦発生体によって著しく三次元的に歪んで、ほぼ境界層の厚さに匹敵する大規模な縦渦が発生し、その二次流ベクトルの大きさは主流速度の20%程度になることを述べている。さらに、得られる伝熱促進が境界層の歪みと密接に関係すること、すなわち、この縦渦により作り出される吹き下ろし流が存在する領域において、境界層厚さが半分程度に薄くなり熱伝達率が向上し、吹き上げ流領域においては、境界層厚さが2倍程度に厚くなり熱伝達率が低下することを見出している。同じ研究グループのPauley ら⁽³⁵⁾は同様の渦発

生体を複数個平板面に設置して、その下流域に発生する縦渦の干渉について、3方向の平均速度場を測定してデータを提供している。それによると、互いに逆回転する縦渦対双方が壁面に対して吹き下ろし流を形成する場合には、それらは渦発生体の隙間が渦発生体高さの2倍程度あればほとんど干渉せず、いっぽう、渦対双方が吹き上げ流を形成する場合には、互いに吸引し合うように近づいて強く干渉し、同時に壁から離れていく。いっぽう、縦渦対双方がともに同じ方向に回転する場合には、渦発生体の隙間が渦発生体高さの3倍程度であれば、一方の縦渦が他方の縦渦に取り込まれ、いっぽうその隙間が渦発生体高さの5倍程度である場合には、両者は安定な渦対を形成することを述べている。その後の報告で、Pauley ら⁽³⁶⁾は渦発生体を複数個使用する場合について局所熱伝達率のデータも提供し、局所熱伝達率の分布が境界層の歪みに密接に関係していることを報告している。

渦発生体の設置は乱流場だけでなく層流場においても有効である。とくに、空冷型熱交換器の空気側で使用されるフィン周りの流れは、フィンのコンパクト化とも相まって、層流状態で使用されることも少なくなく、層流伝熱の促進は熱工学的にも重要である。その観点から、Torii ら⁽³⁷⁾は平板面に渦発生体を付設した層流境界層を取り扱い、渦発生体による伝熱促進が流れ方向の長い距離にわたって達成されることを報告し、後の報告⁽³⁸⁾において、流れ場の測定を行って、縦渦の伝熱促進機構について検討している。そして、縦渦による伝熱促進は乱れの発生によっても増加するものの、むしろその主因は境界層が歪んで、その厚さが薄くなることにあると報告している。また、複数個の渦発生体を導入した場合の伝熱特性は、Pauley ら⁽³⁶⁾が示した乱流境界層における傾向と類似しており、このことから縦渦の伝熱特性が平均的な流れ場と深く関係することを示している。

以上の諸研究の結果を踏まえて、本研究では、平板乱流境界層中に縦渦を導入して運動量輸送と熱輸送の個別制御の可能性について検討を加える。すなわち、伝熱促進体として直角三角形形状の渦発生体に注目して、これを摩擦応力の低減に有効なLEBU板と組合せて使用する場合に運動量輸送と熱輸送の上でいかなる特性が発現できるかについて基礎的検討を行う。これまでの渦発生体に関する研究例^{(29)～(38)}では、渦発生体を伝熱面に付設するか、もしくは伝熱面自体に加工を施して渦発生体を作製する場合のみに限られており、本例のように渦発生体を伝熱面と異なる他の物体との組合せにおいて使用した例は全く見あたらない。本論文では、とくに、渦発生体により期待される伝熱促進がそれをLEBU板と組合せて用いても有効に発揮されるか否かについて、また、有効であれば如何なるメカニズムにより伝熱促進が生じるかについて検討を加える。

実際の熱交換器への応用という観点では、ダクト内の流れ系も重要である。例え

ば Tiggelbeck ら^[39] は、コンパクト型熱交換器内の個々のフィン面上に直角三角形の渦発生体を打ち抜き加工によって作成して、その伝熱・圧力損失特性を実験的に求めている。また、Fiebig^[40] は同じフィン面上に様々な形状の渦発生体を設置して、両者の特性を数値解析的に求め、渦発生体形状に関する設計指針についてまとめている。そこで本研究では、ダクト内乱流中に平板乱流境界層実験において使用するものと同様の挿入物体を導入する場合についても研究を行う。とくに、内部流においても外部流と同様の熱伝達特性が得られるか否かについて検討を加える。

本論文では、まず本研究で使用した実験装置ならびに実験手法についてまとめて述べ、続いて LEBU 板を挿入した平板乱流境界層で得られた結果を検討し、つぎに、偏平柱および、スプリッタプレート付き角柱を挿入する場合の結果を考察する。さらに、LEBU 板と渦発生体を組合せた場合の結果について考察し、最後に、その組合せからなる挿入物体をダクト内乱流中において使用した場合の結果について検討する。各章の構成は以下の通りである。

第2章では、本研究で使用した実験装置ならびに伝熱実験と流動実験の測定手法について説明する。

第3章では、平板乱流境界層内に LEBU 板を挿入した場合の熱流動場の特性を議論する。本章ではまず、LEBU 板の挿入によって壁面摩擦係数が低下することを確認する。続いて、伝熱実験から得た平板面局所熱伝達率の測定結果を整理して、これと壁面摩擦係数のデータとの比較により、LEBU 板を挿入した場合の非相似性の現れ方について吟味する。次に、境界層内の平均速度・温度場ならびに X 型熱線風速計を用いて求めた変動速度場の測定結果を参照して、その非相似性発現のメカニズムについて、とくに、組織的構造の観点から流れ場の考察を行う。

第4章では、LEBU 板の代わりに、円柱ならびに偏平度の異なる偏平柱を挿入する場合に対して、物体の偏平度の変化が非相似性の大きさにどのように影響するかを整理する。ここでは、非相似性の発現と関連して、いかなる流体要素運動が強化されるかを検討する。引き続き、角柱ならびに、それにスプリッタプレートを付設した物体を挿入する場合の結果を検討する。それには、まず、プレート長さを変更することによって、カルマン渦的な非定常渦運動の発生が制御可能かどうかを調べる。続いて、プレート長さを変更した場合の非相似性の現れ方を整理する。つぎに、この場合にも、いかなる流体要素運動が強化されるかを調べるとともに、X 型熱線風速計から得た速度の時系列信号にウェーブレット変換を施して、その流体要素運動がカルマン渦的な渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて考察する。

第5章では、第3章、第4章と同様に平板乱流境界層を対象として、渦発生体を LEBU 板と組合せて使用する場合について、伝熱実験から得られる局所熱伝達率の

測定結果につき議論する。まず、LEBU 板と渦発生体の組合せ形式の違いが伝熱特性にいかに関与するか、とくに、渦発生体を LEBU 板と組合せても、縦渦の発生や伝熱促進に有効か否かについて考察する。また、伝熱促進が得られるとすれば、それが幾何形状パラメータによってどのように変化するかを検討する。

第6章では、第5章で議論を加えた伝熱特性の発生メカニズムに関連して、5孔球ビトー管を用いて求めた3方向平均速度、ならびに I 形、V 形熱線風速計を用いて求めた変動速度についての測定結果について検討を加える。

第7章では、LEBU 板やそれと渦発生体の組合せをダクト内乱流中に挿入した場合について、実験により得られる局所熱伝達率分布ならびに圧力損失の結果について整理する。

第8章は結論であって、全体の総括を行い、今後の展望について述べる。

参考文献

- (1) 伝熱工学特論, 甲藤好郎ほか4名著, 養賢堂, 1984, pp.211.
- (2) Y. Kawaguchi, Y. Matsumori and K. Suzuki, Structural Study of Momentum and Heat Transport in the Near Wall Region of a Disturbed Boundary Layer., 9th Biennial Symp. Turbulence., 1984, pp.28.1-28.10.
- (3) H. Suzuki, K. Suzuki and T. Sato, Dissimilarity Between Heat and Momentum Transfer in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.31, No.2, 1988, pp.259-265.
- (4) D. G. Clark, Boundary Layer Flow Visualization Pattern on a Riblet Surface, Turbulence Control by Passive Means (Kluwer Academic) ed. by E. Coustols, 1990, pp.79-98.
- (5) S.-R. Park and J. M. Wallace, Flow Alteration and Drag Reduction by Riblets in a Turbulent Boundary Layer, AIAA J., Vol.32, No.1, 1994, pp.31-38.
- (6) E. Coustols and J. Cousteix, Experimental Manipulation of Turbulent Boundary Layers in Zero Pressure Gradient Flows through External and Internal Devices, Proc. of 7th Symp. Turbulent Shear Flows, 1989, pp.25.3.1-25.3.6.
- (7) J. Lemay, A. M. Savill, J. -P. Bonnet and J. Delville, Some Similarities between Turbulent Boundary Layers Manipulated by Thin and Thick Flat Plate Manipulators, Turbulent Shear Flows 6, 1989, pp.179-193.
- (8) H. Klein and R. Friedrich, Manipulating Large-scale Turbulence in a Channel and a Boundary Layer, Proc. of 7th Symp. Turbulent Shear Flows, 1989, pp.25.4.1-25.4.6.

- (9) C. Tenand, J. Lemay, J. P. Bonnet and J. Deville, Balance of Turbulent Kinetic Energy Downstream a Single Flat Plate Manipulator: Comparisons Between Detailed Experiments and Modelling, *Turbulence Control by Passive Means* (Kluwer Academic) ed. by E. Coustols, 1990, pp.79-98. pp.1~21.
- (10) A. Margrethe Lindermann, Turbulent Reynolds Analogy Factors of Stacked Large-Eddy Breakup Devices, *AIAA J. Spacecraft and Rockets*, Vol.23, 1986, pp.348-350.
- (11) N. Trigui and Y. G. Guezennec, Heat Transfer Reduction in Manipulated Turbulent Boundary Layers, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 11, 1990, pp.214-219.
- (12) 鈴木洋・鈴木健二郎・井上義章・萩原良道, 角柱の挿入により非定常化した平行平板間流れと熱伝達 (第3報, 熱伝達特性と伝熱機構), *日本機械学会論文集B編*, 57巻536号, 1991, pp.1403-1409.
- (13) M. Yao, M. Nakatani, M. Okuda and K. Suzuki, Wavelet Analysis of the Velocity and Temperature Signals Measured in a Channel Obstructed by a Square Rod, *Proc. 10th Symp. Turbulent Shear Flows*, 1995, pp.28.19-28.24.
- (14) K. Suzuki, G. N. Xi, K. Inaoka and Y. Hagiwara, Mechanism of Heat Transfer Enhancement Due to Self-sustained Oscillation for an In-Line Fin Array, *Int. J. Heat Transfer*, 37, Suppl.1, 1994, pp.83-96.
- (15) C. J. Apelt, G. S. West and A. A. Szewczyk, The Effects of Wake Splitter Plates on the Flow Past a Circular Cylinder in the Range $10^4 < R < 5 \times 10^4$, *J. Fluid Mech.* Vol.61, 1973, pp.187-198.
- (16) 中村育雄・大坂秀雄・櫛田武広・大窪範夫, 縦渦列と乱流境界層の干渉に関する研究, *日本機械学会論文集B編*, 53巻492号, 1987, pp.2340-2347.
- (17) 小林睦夫, 二次曲がり流路内の乱流輸送機構に関する実験的研究, 京都大学博士論文, 1996
- (18) K. C. Muck, P. H. Hoffmann and P. Bradshaw, The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.161, 1985, pp.371-403.
- (19) K. C. Muck, P. H. Hoffmann and P. Bradshaw, The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.161, 1985, pp.347-369.
- (20) I. M. M. A. Shabaka, R. D. Mehta and P. Bradshaw, Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers. Part 1. Single Vortex, *J. Fluid Mech.*, Vol.155, 1985, pp.37-57.
- (21) R. D. Mehta and P. Bradshaw, Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent

- Boundary Layers. Part 2. Vortex Pair with 'common flow' upwards, *J. Fluid Mech.*, Vol.188, 1988, pp.529-546.
- (22) D. E. Wroblewski and P. A. Eibeck, Measurements of Turbulent Heat Transport in a Boundary Layer with an Embedded Streamwise Vortex, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.34, No.7, 1991, pp.1617-1631.
- (23) 志沢高郎・J. K. Eaton, 三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究(第1報, 縦渦の挙動), *日本機械学会論文集B編*, 59巻565号, 1993, pp.135-141.
- (24) 志沢高郎・J. K. Eaton, 三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究(第2報, レイノルズ応力の応答), *日本機械学会論文集B編*, 59巻565号, 1993, pp.142-148.
- (25) 志沢高郎・J. K. Eaton, 三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究(第3報, 三次のモーメントとレイノルズ応力の生産), *日本機械学会論文集B編*, 59巻565号, 1993, pp.149-155.
- (26) P. M. Ligrani, C. S. Subramanian, D. W. Craig and P. Kaisuwan, Effects of Vortices with Different Circulations on Heat Transfer and Injectant Downstream of a Row of Film-Cooling Holes in a Turbulent Boundary Layer, *ASME J. of Heat Transfer*, Vol.113, 1991, pp.79-90.
- (27) M. C. Smith, D. A. Haines and W. A. Main, Growth of buoyancy-induced Longitudinal Vortex Pairs in a Laminar Flow, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.32, No.10, 1989, pp.1879-1885.
- (28) C. C. Huang and T. F. Lin, Buoyancy Induced Transition in Mixed Convective Flow of Air Through a Bottom Heated Horizontal Rectangular Duct, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, No.8, 1994, pp.1235-1255.
- (29) F. J. Edwards and C. J. R. Alker, The Improvement of Forced Convection Surface Heat Transfer Using Surface Protrusions in the Form of (A) Cubes and (B) Vortex Generators, *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conference*, Vol.2, 1974, pp.244-248.
- (30) C. M. B. Russell, T. V. Jones and G. H. Lee, Heat Transfer Enhancement Using Vortex Generators, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference*, Vol.3, 1982, pp.283-288.
- (31) A. Y. Turk and G. H. Junkhan, Heat Transfer Enhancement Downstream of Vortex Generators on a Flat Plate, *Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference*, Vol.6, 1986, pp.2903-2908.
- (32) M. Fiebig, P. Kallweit and N. K. Mitra, Wing Type Vortex Generators for Heat

- Transfer Enhancement, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 6, 1986, pp.2909-2913.
- (33) P. A. Eibeck and John K. Eaton, The Effects of Longitudinal Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer on Momentum and Thermal Transport, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference., 1986, pp.1115-1120.
- (34) P. A. Eibeck and John K. Eaton, Heat Transfer Effects of a Longitudinal Vortex Embedded in a Turbulent Boundary Layer, ASME J. Heat Transfer, Vol.109, 1987, pp.16-24.
- (35) W. R. Pauley and John K. Eaton, Experimental Study of the Development of Longitudinal Vortex Pairs Embedded in a Turbulent Boundary Layer, AIAA J., Vol. 26, 1988, pp.816-823.
- (36) W. R. Pauley and John K. Eaton, The Effect of Embedded Longitudinal Vortex Arrays on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer, ASME J. Heat Transfer, Vol.116, 1994, pp.871-879.
- (37) K. Torii and J. I. Yanagihara, The Effects of Longitudinal Vortices on Heat Transfer of Laminar Boundary Layers, JSME Int. J., Series 2, Vol.32, No.3, 1989, pp.395-402.
- (38) K. Torii, J. I. Yanagihara and Y. Nagai, Heat Transfer Enhancement by Vortex Generators, Proc. of ASME/JSME Thermal Engineering, Vol.3, 1991, pp.77-83.
- (39) S. Tiggelbeck, N. K. Mitra and M. Fiebig, Experimental Investigations of Heat Transfer Enhancement and Flow Losses in a Channel with Double Rows of Longitudinal Vortex Generators, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.9, pp.2327-2337.
- (40) M. Fiebig, Vortex Generators for Compact Heat Exchangers, J. of Enhanced Heat Transfer, Vol. 2, Nos. 1-2, 1995, pp.43-61.

第2章 実験装置および実験手法

2. 1 緒言

本論文では、第3章から第6章において平板乱流境界層を、第7章においてダクト内乱流をそれぞれ対象とした実験結果を報告する。すなわち、第3章においてはLEBU板を挿入した平板乱流境界層、第4章においては円柱、偏平柱ならびにスプリットプレート付き角柱を挿入した平板乱流境界層、第5章および第6章においてはLEBU板と渦発生体の組合せを挿入した平板乱流境界層、第7章においてはLEBU板と渦発生体の組合せを挿入したダクト内乱流を対象とする議論を行う。本章では、以下に続く各章で参照するデータの採取に使用した実験装置ならびに実験手法について、各節ごとに順に分けて説明する。

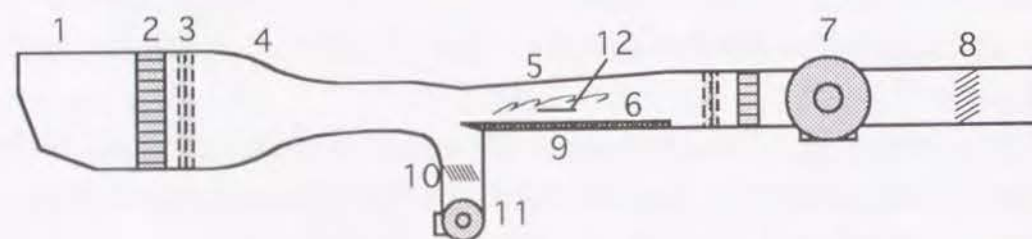
本章2. 2節では、平板乱流境界層の実験において使用した風洞および加熱平板の概要、LEBU板の概要ならびに熱伝達率の算出方法等について説明する。2. 3節では、LEBU板の代わりに挿入する偏平柱とスプリットプレート付き角柱の概要を説明する。2. 2節で説明する加熱用平板は、主として二次元的な流れ場に対して伝熱実験が行えるよう作製したものであって、伝熱面の温度分布はスパン方向中央線上に密に配置した熱電対によって測定される。しかしながら、第5章において渦発生体を導入する場合には、熱流動場が三次元的な構造を持つことになり、局所熱伝達率はスパン方向に変化する。したがって、伝熱面温度のスパン方向分布の測定が必要であり、流れと垂直な方向にも熱電対を密に配置した平板を別に用意する。2. 4節では、まず、この平板と2. 2節で説明する平板の相違点について述べ、LEBU板と渦発生体の組合せ形式の概要について説明する。2. 5節では、渦発生体による伝熱促進メカニズムを探る目的で行った平均速度と変動速度の3方向成分の測定方法等について説明する。2. 6節では、挿入物体の伝熱・圧力損失特性に及ぼす影響を調べるために使用したダクト流路と加熱壁面の概要について説明する。

2. 2 LEBU板を挿入した乱流境界層に関する実験装置および手法

2. 2. 1 風洞およびテストセクション

図2. 1に、実験において使用した風洞の概要を示す。この風洞は、Kawaguchiら⁽¹⁾、Suzukiら⁽²⁾および鈴木ら⁽³⁾が円柱を挿入した乱流境界層の熱流動特性に関する研究において使用したものと基本的に同じである。作動流体である空気は、

主ブロワ7により、上方に向けられた入口部1から吸込まれて水平流となり、紙製ハニカム2およびステンレス製金網3により整流され、さらにコントラクションノズル4で縮流され、乱れの減衰を受けた後にテストセクション6に至る。測定平板9はテストセクションの下壁に設置してある。この測定平板上に新たな境界層が発達するよう、測定平板より上流側の風洞下壁に沿って発達した境界層は副ブロワ11を作動させて取り除いた。その際、測定平板先端位置において、一様な流速が得ら



- | | | |
|-----------------------|----------------------|-------------------|
| 1 Entrance | 5 Upper wall | 9 Plate |
| 2 Honeycomb | 6 Test section | 11 Suction blower |
| 3 Screen | 7 Main blower | 12 Inserted body |
| 4 Contraction chamber | 8,10 Flow controller | |

図2.1 風洞の概要

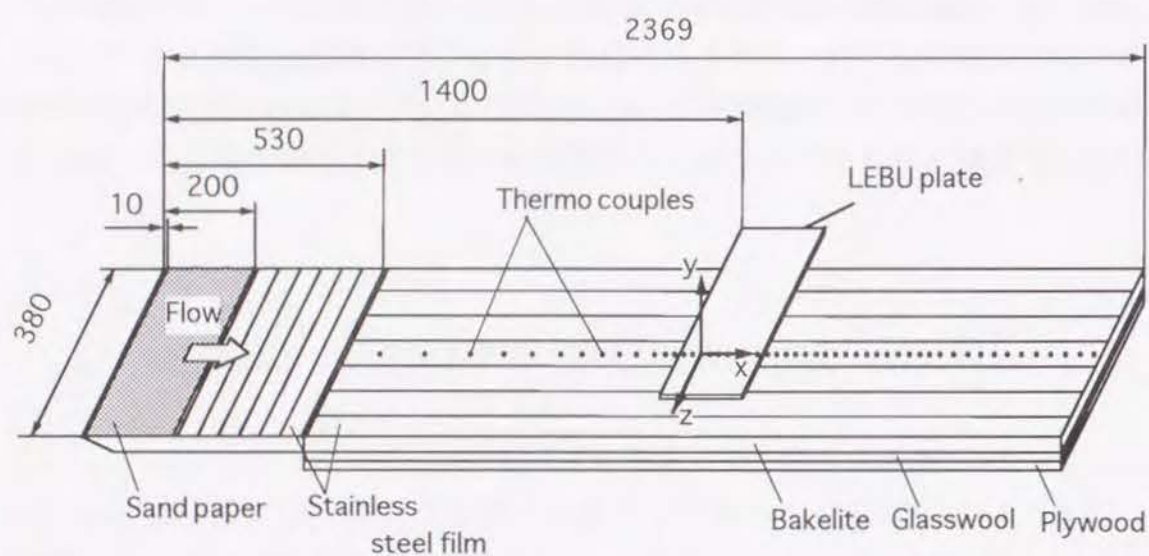


図2.2 測定用平板の概要

れるよう、副ブロワの流量を調節した。測定部は一辺 380mm の正方形断面を有している。主流流速は翼列8の傾斜角を調節することにより、14m/s（設定誤差±0.5%）に保った。測定領域内で静圧が主流動圧の1.0%以内で一定となるように風洞上壁のアルミニウム製圧力調整板5を調節した。主流中の乱れ強さは1.0%以下であった。

測定用平板の概要を図2.2に示す。平板には厚さ12mmの絶縁性を有するベークライト製厚板を用いた。平板は530mmの上流部と1836mmの下流部（以下では測定部と呼ぶ）で構成されており、両者は接合部に粘土を塗り込めて平滑になるよう接合されている。上流部先端はナイフエッジ形状になるよう加工してあり、境界層の乱流への遷移を早めるために先端下流10mmの位置から長さ200mmの区間にわたって#60のサンドペーパーが貼り付けてある。

サンドペーパーの下流位置の平板面上には伝熱実験に供するために厚さ50μm、幅52mmのステンレス鋼箔6枚が流れ方向に垂直になるよう並べて貼り付けてある。いっぽう、測定部には上流部と同様のステンレス鋼箔7枚が流れ方向に互いに平行になるよう並べて貼り付けてある。それぞれの箔の間隔は1mmに抑えてある。上流部と測定部の各部位内では、箔はそれぞれ電氣的に直列になるよう導線で接続されている。伝熱実験は、箔に交流電流を通電し、壁面熱流束一定（熱伝達率の測定精度が劣化しない範囲の最小値である約1kW/m²）の条件で行った。平板中央部の箔の裏面には、伝熱面温度測定用に直径100μmのK型熱電対が計90対接触させてある。また、測定部先端より246, 736, 1586mm下流の各断面においては、7枚全てのステンレス鋼箔の中央裏面に同様の熱電対を設置した。これらの熱電対は第3章の加熱実験において温度の二次元性が確保されていることを確認するために使用した。ベークライト製平板裏面にも同様の熱電対を計10対配置した。この熱電対から得られる裏面温度と先のステンレス鋼箔温度を一次元熱伝導方程式に代入して、平板裏面への熱伝導による損失熱流束を見積もった。なお、平板の裏面には合板製の覆いを取付けて、厚さ7mmの空気層を設け、平板裏面への熱伝導損失をなるべく低減した。

図2.3にLEBU板の設置位置および座標系の概要を示す。LEBU板は、その前縁が平板前縁から1400mm下流の位置になるよう、平板と平行かつ流れと垂直に設置した。座標原点は挿入したLEBU板の前縁位置のスパン方向中央位置に相当する平板面上に設定した。後の議論で使用する座標系として、原点より流れ方向にx、鉛直上方（平板壁面から境界層外層に向かって垂直方向）にy軸を設定する。また、次節において渦発生体と組合せる場合には、原点よりスパン方向にz軸（右手系）を設定する。LEBU板を挿入しない場合には、この原点における速度境界層厚さ

δ (主流速度 U_e の 99% で定義)は, 非加熱時において約 28mm であり, いっぽう温度境界層厚さはほぼ速度境界層厚さと一致していた. 使用した LEBU 板は流れ方向幅 L が 14, 28, 42mm ($L/\delta=0.5, 1.0, 1.5$) の 3 種類で, とともに厚さ 1mm のベークライト製の薄板である. その 3 種類の幅の異なる LEBU 板各々につき, 表 2. 1 中に○印を付した挿入高さ H の場合に対して測定を行った. なお, LEBU 板の設置にあたっては, 自重によるたわみと振動を防ぐために, その両端から張力を与えて支持した.

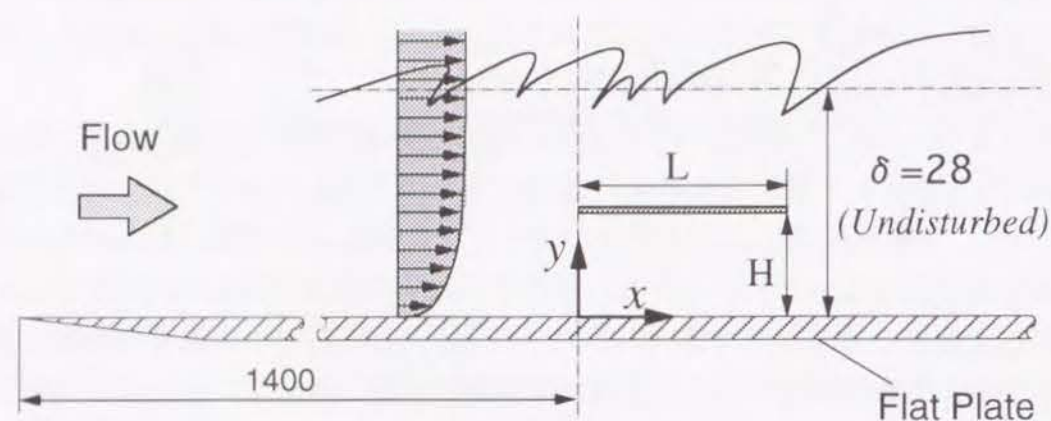


図 2. 3 LEBU 板の設置方法および座標系の概要

表 2. 1 LEBU 板の流れ方向幅 L と挿入高さ H

$H \backslash L$	0.5δ	1.0δ	1.5δ
2(mm)	○	○	○
4(mm)	○	○	○
7(mm)	○	○	○
10(mm)	○	○	○
12(mm)	○		○
14(mm)	○	○	○
16(mm)			○
21(mm)	○	○	○
24(mm)			○
28(mm)	○	○	○

2. 2. 2 平板面熱伝達率および壁面摩擦係数の測定

局所熱伝達率 h は式 (2-1) の定義により求めた.

$$h = \frac{q_c}{T_w - T_e} \quad (2-1)$$

$$q_c = q_w - (q_b + q_r) \quad (2-2)$$

ここで, T_w , T_e はそれぞれ平板面の局所温度および主流流体の温度であり, q_c は流体により奪われる壁面局所熱流束である. 熱伝達率 h の計算にあたって使用する壁面熱流束 q_c には, 式 (2-2) に示すように加熱熱流束 q_w から平板裏面への熱伝導による損失 q_b と, ふく射による損失 q_r とを差引いた値をあてた. このうち熱伝導による損失 q_b は, ベークライト平板内の一次元熱伝導を仮定して上記の箔裏面と平板裏面の温度差から求めた. また, ふく射による損失 q_r はステンレス鋼箔のふく射率を 0.2⁽³⁾ として計算した. なお, q_b と q_r は最大で q_w のそれぞれ約 5%, 約 3% 程度であった.

このようにして得られた LEBU 板を挿入しない場合のヌッセルト数 Nu_x は, 境界層厚さから求めた仮想原点 (平板前縁より 163mm の位置) からの距離 x' ($=x+1237$ mm) を代表長さとして用いると, LEBU 板挿入位置の 500mm 上流から最終測定位置まで次式の Johnson-Rubens の式 (2-3)⁽⁴⁾ と 4.5% の範囲 (約 95% 包括度) で良好に一致した. 以上のことから, LEBU 板挿入位置では温度境界層が十分に発達しており, その位置では非加熱区間の影響はないものと判断した.

$$Nu_x = 0.0288 Re_x^{0.8} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2-3)$$

ここで局所ヌッセルト数 Nu_x と局所スタントン数 St_x の定義は次のようであり, λ は空気の膜温度における熱伝導率を, Pr は空気のプラントル数 ($Pr=0.71$) を示している.

$$Nu_x = \frac{hx'}{\lambda} \quad (2-4)$$

$$St_x = \frac{Nu_x}{Re_x Pr} \quad (2-5)$$

式 (2-6) で定義される局所壁面摩擦係数 C_f の測定には, 内径 1.2mm のプレストン管を使用した.

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_e^2} \quad (2-6)$$

ここで、 τ_w は平板面せん断応力、 ρ は空気の密度、 U_e は主流流速である。

プレストン管の読み ΔP_p から壁面摩擦係数 C_f を算定するには、式(2-7)で整理される Patel の検定曲線⁽⁵⁾を使用して求めた。

$$\begin{aligned} 0 \leq x^* \leq 2.9 : y^* &= \frac{1}{2}x^* + 0.037 \\ 2.9 \leq x^* \leq 5.6 : y^* &= 0.8287 - 0.1381x^* + 0.1437x^{*2} - 0.006x^{*3} \\ 5.6 \leq x^* \leq 7.6 : x^* &= y^* + 2\log_{10}(1.95y^* + 4.10) \end{aligned} \quad (2-7)$$

ただし、 $x^* = \log_{10}(\Delta P_p d^{*2} / 4\rho v^2)$ 、 $y^* = \log_{10}(\tau_w d^{*2} / 4\rho v^2)$ であり、 d^* はプレストン管の内径、 v は空気の動粘性係数である。

2. 2. 3 2方向変動速度の測定

等温場における2方向変動速度成分の測定には2本の熱線の流れ方向に $\pm 45^\circ$ 傾けて構成するX型熱線プローブを使用した。使用したX型熱線プローブの概要を図2.4に示す。熱線は直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン細線で、中央部の感知部(長さ約1mm)を残して両端部を銅メッキしたものを、木綿針を焼鈍して作ったブロング部にはんだ付けしてある。2本の熱線のスパン方向の間隔はブロング部との干渉が生じない範囲で小さく抑えることが望ましく、本実験では約0.7mmとした。X型熱線プローブの形状と流れ場への挿入角度については、Strohlら⁽⁶⁾およびBremhorst⁽⁷⁾の研究を参考にした。熱線は熱線風速計(DISA社製56C16)に接続し、これを定温度型で作動させて使用した。過熱比は約0.5とした。

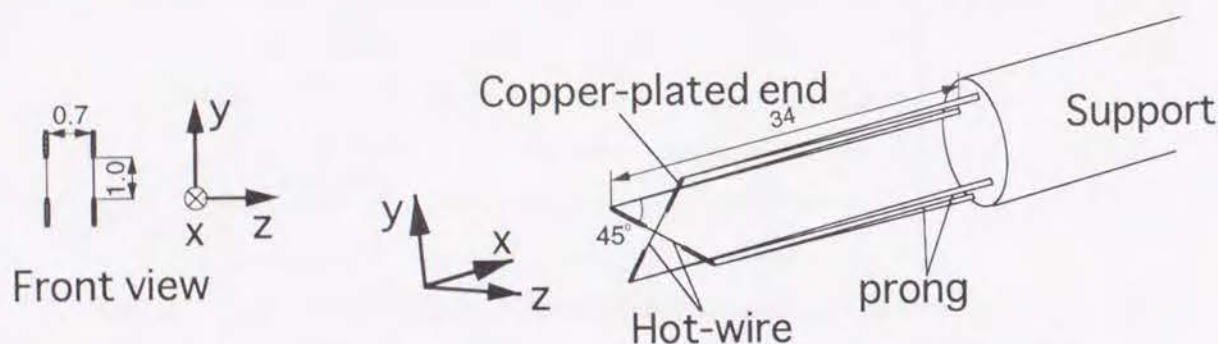


図2.4 X型熱線プローブの概要

流速 V_0 の熱線に対する直角方向成分を V_{0n} とすると、線径が極めて細い熱線の場合には、各熱線の静的な出力電圧 E_i ($i=1, 2$)と V_{0n} の間に近似的に次のKingの式が成立することが知られている。

$$E_i^2 = A_i \sqrt{V_{0n}} + B_i \quad (2-8)$$

ただし、 A_i 、 B_i は熱線固有の定数である。いま、2本の熱線は x 方向に対して $\pm 45^\circ$ 傾けて設置されているため、 V_{0n} と V_0 には、

$$V_{0n} = \frac{V_0}{\sqrt{2}} \quad (2-9)$$

の関係が成り立ち、したがって、式(2-8)は次のように書き換えられる。

$$E_i^2 = A_i \sqrt{\frac{V_0}{\sqrt{2}}} + B_i \quad (2-10)$$

係数 A_i 、 B_i は検定実験によってその値を定めた。検定実験は熱線プローブを標準ピトー管とともに風洞中の主流域に挿入し、主流流速を3m/s~15m/sの範囲で変更して行った。それにより得られた各熱線の静的出力電圧 E_i^2 と $\sqrt{V_0}$ の関係を最小自乗法によって近似して、式(2-10)の A_i 、 B_i を決定した。なお、乱れ強度の大きい乱流では、熱線接線方向速度成分の影響の補正や、動特性の検定が必要であるが、LEBU板の挿入によって、乱れはむしろ減衰を受けて弱くなるので、かかる影響は無視して測定を行った。また、第4章において、扁平柱やスプリッタプレート付き角柱を挿入する場合においても、LEBU板の場合と同様にそれらの影響を無視することとし、取得データの定性的な傾向に限って検討を加えた。

各熱線からの出力は、A/D変換器(理経コンピュータ社製)により各々サンプリング周波数10kHzでA/D変換して、各測定点ごとに約20秒間(Kawaguchiら⁽¹⁾の円柱を挿入した実験における代表的なバースティング時間の約1300倍程度)磁気ディスクに収録した。データのA/D変換および収録の制御には、ミニコンピュータ(DEC社製PDP-11/23)を用いた。記録した速度信号は、京都大学大型計算機センター計算機(富士通FACOM M780-30)で処理した。なお、第4章のスプリッタプレート付き角柱を使用する実験においては、出力を各々20kHzのサンプリング周波数でA/D変換(システムデザインサービス社製DASBOX12/300)し、約30秒間にわたるデータをパーソナルコンピュータ(DEC Digital Venturis5100)の内蔵ハードディスクに収録した。その際、同パーソナルコンピュータを用いて統計処理をも行って、実験全体に要する時間の短縮化を図った。

2.3 乱流境界層に挿入する偏平柱およびスプリッタプレート付き角柱の概要

2.3.1 偏平柱の概要

図2.5に挿入する偏平柱の設置方法および座標系の概要を示す。偏平柱の上流、下流両端部にはステンレス鋼製の円柱を二つに切断したものを使用し、それらとステンレス製の長方形柱を接着して偏平柱を製作した。偏平柱はLEBU板の場合と同様に、その前縁が測定平板前縁から1400mm下流の位置に、かつ流れと垂直な姿勢でその平坦部を平板と平行に保って設置した。実験に使用する偏平柱の種類を、以下で用いる名称（厚さ d と流れ方向長さ l のそれぞれの値を各文字の後に付して示す）とともに表2.2に示す。実験は、偏平柱の x - y 断面内の面積を直径8mmの円柱と等しく保ちつつ、流れ方向長さ l と厚さ d を変更する場合（シリーズ1）と、厚さ d を一定（ $d=6\text{mm}$ ）に保ち l のみを変更する場合（シリーズ2）について行った。偏平柱の設置高さ（偏平柱と平板の隙間） c は、いずれも一定値（ $c=4\text{mm}$ ）とした。

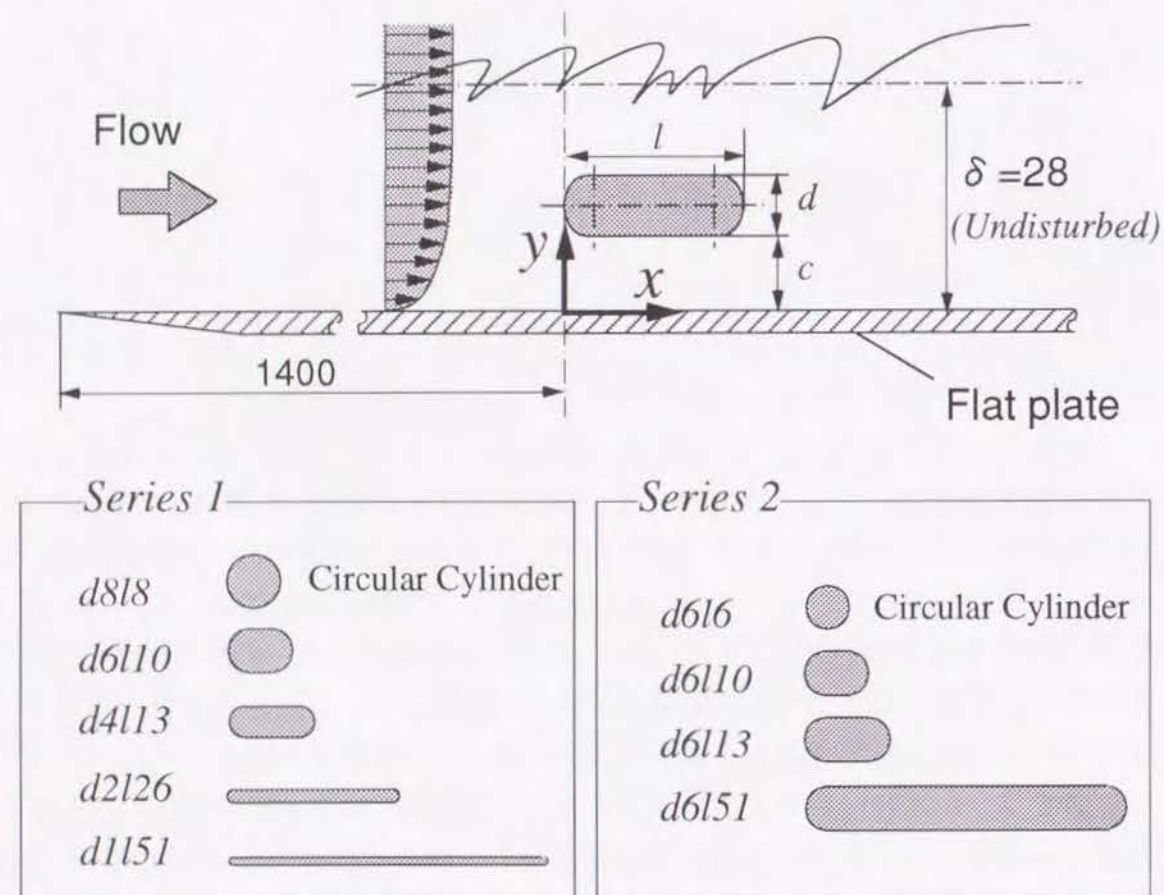


図2.5 偏平柱の概要

表2.2 偏平柱の厚さ d 、流れ方向長さ l およびその名称

$d \backslash l$	4.0(mm)	6.0(mm)	8.0(mm)	9.7(mm)	13.4(mm)	25.6(mm)	50.5(mm)
1.0(mm)							d1l51
2.0(mm)						d2l26	
4.0(mm)	d4l4			d4l10	d4l13		d4l51
6.0(mm)		d6l6		d6l10	d6l13		d6l51
8.0(mm)			d8l8				

○ : Circular cylinder

2.3.2 スプリッタプレート付き角柱の概要

図2.6にスプリッタプレート付き角柱の設置方法および座標系の概要を示す。角柱とスプリッタプレートはいずれもベークライト製である。使用する角柱の一辺の長さは $D=8\text{mm}$ であり、これを平板と平行に、流れと垂直に設置する。スプリッタプレートは角柱の背面部中央に、角柱と垂直に、測定平板と平行になるよう接着剤を用いて付設した。その厚さは1mmである。実験は角柱の設置高さ c （角柱下面と平板の隙間）を一定（ $c=8\text{mm}$ ）とし、プレート長さ L を4種類（ $L/D=1, 2, 3, 5$ ）に変更して行った。表2.3に使用した角柱とスプリッタプレートの組合せを以下で用いる名称とともに示す。なお、スプリッタプレートはその両端から適度な張力を付加して支持して、流体により生じ得る振動を防いだ。

表2.3 角柱とスプリッタプレートの組合せとその名称

名称	仕様
K	角柱
SP1	角柱+スプリッタプレート ($L/D=1$)
SP2	角柱+スプリッタプレート ($L/D=2$)
SP3	角柱+スプリッタプレート ($L/D=3$)
SP5	角柱+スプリッタプレート ($L/D=5$)

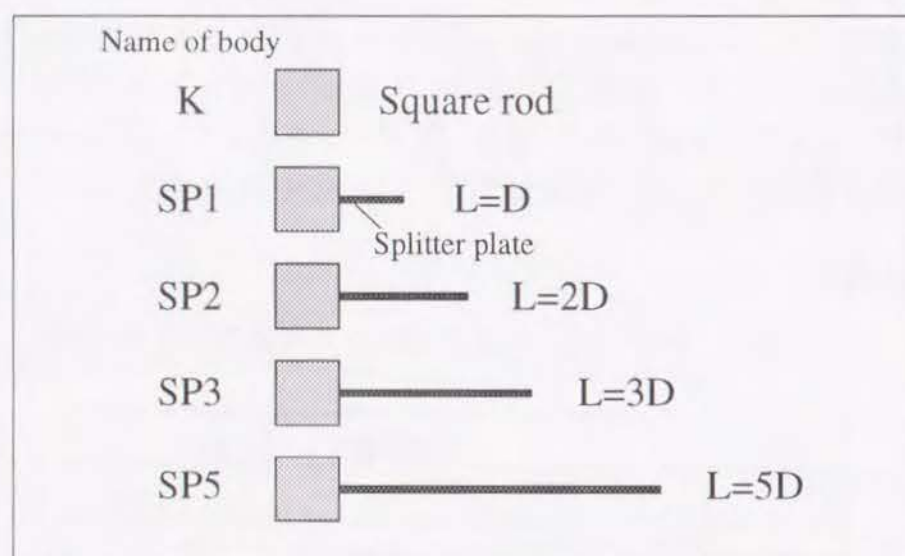
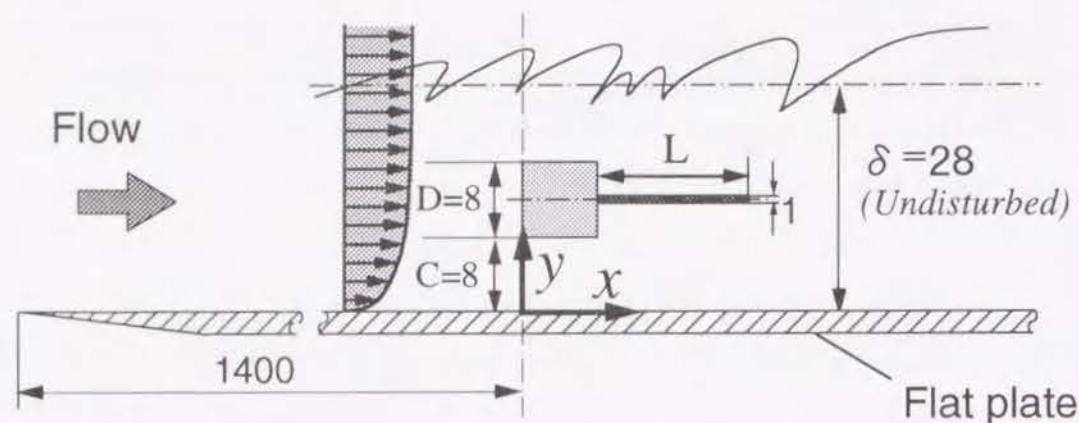


図 2. 6 スプリッタープレート付き角柱の設置方法および座標系の概要

2. 4 LEBU 板と渦発生体の組合せを挿入した乱流境界層に関する実験装置および手法

2. 4. 1 テストセクション

測定用平板の概要は 2. 2 節で説明したものとほぼ同様であるが、局所壁面熱伝達率のスパン方向分布の測定を可能とするため、平板下流部（測定部）におけるステンレス鋼箔ならびに熱電対の配置を変更した。その変更点について以下に記す。

平板測定部の上面には図 2. 7 に示したようにステンレス鋼箔が流れに直交する様式で合計 36 枚貼り付けてある。それぞれの箔の間隙は 1mm である。各々の箔は平板上流部と下流部でそれぞれ別個に、各部の中では各箔を電氣的に直列に接続し、交流によって通電加熱して伝熱実験に供した。ステンレス鋼箔の裏面には、2. 2 節と同様の K 型熱電対を 350 対配置した。それらは、平板スパン方向 $z=0$, ± 50 , ± 100 mm の位置の 5 列の線上に $x/\delta=-4.6$ から $x/\delta=30.0$ の位置まで 17~51mm の間隔で流れ方向に配置した熱電対群と、 $x/\delta=-4.6$, 0.9, 2.7, 4.5, 8.1, 15.4, 20.9, 30.0 の 8 断面位置にスパン方向に密に配置した熱電対群からなっている。後者の熱電対群については、熱伝達率のスパン方向分布の全体的様子を捉える目的に適するように、断面によって配置の個数(19 対~39 対)、間隔および領域を変更した。なお、取り扱い得る熱電対の総数に限りがあるため、前者の熱電対群の配置密度は、2. 2 節で説明した流れ方向 1 列に熱電対を配置した平板のそれより低下させざるを得なかった。それらの適正值は、2. 2 節で説明した平板を用いて、挿入物体のスパン方向位置を変更しながら予備伝熱実験を行って熱伝達率の面内分布を求め、その結果から定めた。

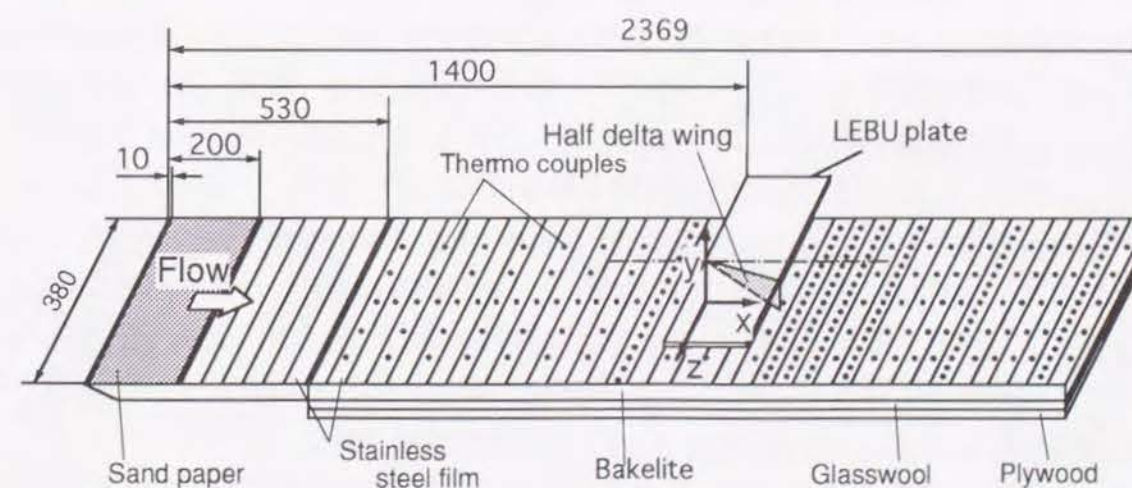


図 2. 7 渦発生体の実験で使用する測定用平板の概要

測定平板の裏面にも 60 対の熱電対を接着して、その温度を測定した。この結果得られる平板両面の温度差から、平板裏面への熱伝導による熱損失量を評価し、熱流束の補正を行った。また、測定平板からのふく射熱損失は、2.2 節と同様にステンレス鋼箔のふく射率を 0.2 として求めた。熱伝導およびふく射による最大熱損失は、加熱熱流束のそれぞれ約 5%、約 3% 程度であった。総計 410 対の熱電対は、17 本のフラットケーブルによって 25 対ごとにまとめて、データ記録用多点温度計（NEC 三栄社製 7V11）との接続の切換えを行った。1 ケーブル内の各熱電対を 2 秒間隔で掃引しつつ、それぞれの出力を 10 回サンプリングして平均したのち、ミニコンピュータ（DEC 社製 PDP-11/23）を用いて 10MB 磁気ディスクに収録した。

以上の方法によって求めた物体非挿入時の局所ヌッセルト数 Nu_x の結果は、前記の仮想原点からの距離を用いると、2.2 節で得られた結果と同様に Johnson-Rubens の式⁽⁴⁾ とよく合致した。とくに、 $x > 0\text{mm}$ の位置では 3.5% の範囲（包括度約 95%）で一致した。また、LEBU 板のみを挿入した場合についても再度伝熱実験を行って熱伝達率を求めた。その結果のスパン方向分布は $\pm 4.8\%$ の差異（包括度約 99%）で一様性を保っており、またその結果は前節の結果と 5% 以下の差異で一致することが確認できた。したがって、本節の実験で x 方向 50mm ごとに存在している 1mm 幅の各箔間の隙間（非加熱部）の影響は大きくないものと判断した。以上の他に、温度場の概略を把握するために、境界層内の温度分布も測定した。この目的には、線径 100 μm の K 型熱電対が取り付けられた温度測定用プローブを使用した。

2.4.2 LEBU 板と渦発生体の組合せ形式

実験に用いた LEBU 板および三角翼形状渦発生体（以下では単に渦発生体と呼ぶ）は、ともに厚さ 1mm のベークライト板から製作した。図 2.8 に伝熱実験で試みた両者の組合せ形式を示す。また、挿入物体の幾何形状パラメータを座標系とともに図 2.9 に示す。座標原点は挿入物体前縁位置断面内の、スパン方向中央の平板面上の位置に設ける。本研究では、渦発生体を LEBU 板の下面に取付ける場合（形式 A）に主として注目し、その他それぞれを単独に使用した場合（形式 D, E）、渦発生体を倒立させて LEBU 板の上面に付設した場合（形式 B）、渦発生体を LEBU 板下方の平板面上に接着させた場合（形式 C）について、それぞれ 1 例ないし数例の実験を行った。

LEBU 板と渦発生体は、いずれの形式においても双方の前縁位置を一致させて、それが測定用平板前縁から 1400mm 下流の位置になるように、また、LEBU 板は流

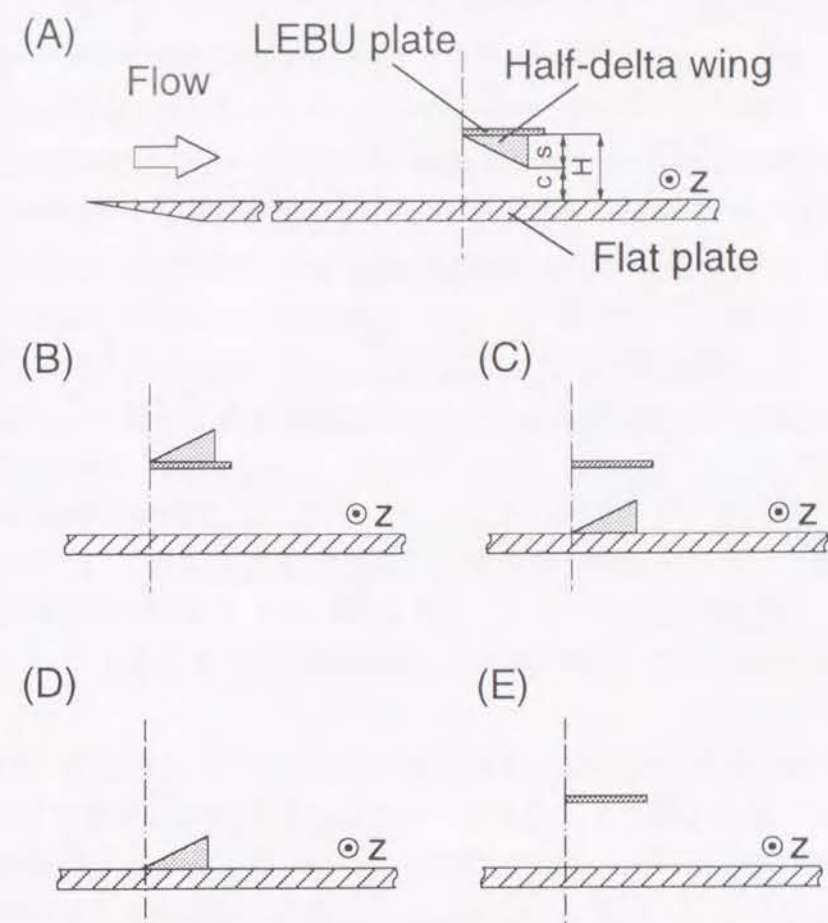


図 2.8 LEBU 板と渦発生体の組合せ形式

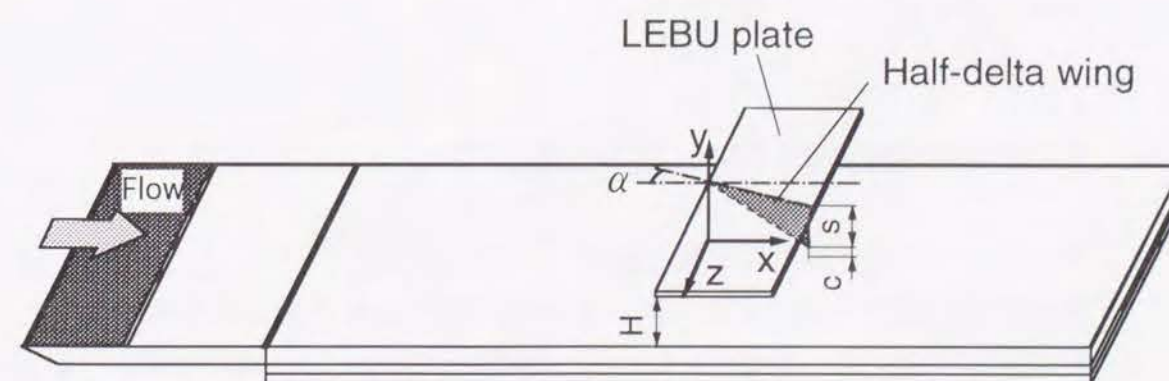


図 2.9 挿入物体の幾何的パラメータおよび座標系

表2. 4 渦発生体の挿入高さ H, 渦発生体の高さ s

H \ s	5(mm)	10(mm)	15(mm)
7(mm)	○		
10(mm)	○		
12(mm)	○	○	
14(mm)	○	○	
16(mm)		○	
21(mm)	○	○	○
24(mm)	○	○	○

れに直交し、測定用平板と平行になるように設置した。LEBU 板の自重によるたわみと振動を防ぐために、LEBU 板の両端に張力を与えて支持した。なお、物体挿入位置における速度境界層厚さ δ は 2. 2 で説明したように約 28mm である。渦発生体の形状は直角三角形で、LEBU 板もしくは平板に接着する底辺の長さは 28mm である。

2. 2 節では、LEBU 板の幅 L は 3 種類に変更したが、その影響は挿入位置が平板に極めて近い場合を除いて大きくないので、本実験では 1 種類すなわち $L/\delta=1$ に固定し、その挿入高さ H 、渦発生体高さ s 、および迎え角 α の影響を検討した。挿入形式 A の場合には、 s は 5, 10, 15mm の 3 段階に変化させ、 H は前節で LEBU 板のみを挿入した場合に対して設定した値（表 2. 1 参照）のうち、 s との組合せで取り得る値を 7~24mm の範囲で選び、最大 6 段階に変化させた。 H と s の実験条件をまとめて表 2. 4 に示す。各々の場合について、渦発生体の迎え角 α を 10° , 20° , 30° の 3 通りに変化させた。なお、後の議論では渦発生体の先端と平板面の隙間を $c (=H-s)$ として使用する。

2. 5 3 方向速度分布の測定

2. 5. 1 3 方向平均速度成分の測定

3 方向の平均速度成分の測定には、取圧部が直径 3mm の球形の 5 孔球ピトープローブ（理化精機社製）を使用した。用いたピトープローブの概要を図 2. 10 に示す。5 孔球ピトープローブの球形取圧部には、取圧孔 1 を中心として、球部の緯度 $\pm 45^\circ$ 、経度 $\pm 45^\circ$ の位置にそれぞれ直径 0.6mm の取圧用小孔が一つずつ設け

てある。以下では、図 2. 10 に示すように、小孔に 1~5 の番号を付して説明する。流速測定においては取圧部の中心を測定位置に合せ、サポート部が x 軸に対して平行かつ、プローブ全体の支柱軸が y 方向に対して平行となるようプローブの姿勢を固定して使用した。

平均速度の 3 方向成分は、文献 (7) を参考に以下の手順により求めた。なお、以下では、本プローブにより測定される速度ベクトルをその大きさ V_s とヨー角 ϕ （水平面内方位角）およびピッチ角 ψ （鉛直面内水平面からの持ち上げ角）により定義するものとする。

まず、速度ベクトルの方向 (ϕ , ψ) を求めるための手法について記述する。ヨー角 ϕ およびピッチ角 ψ のみの関数 $X(\phi, \psi)$ と $Y(\phi, \psi)$ を、測定可能な各取圧孔の圧力と大気圧との差圧 P_i ($i=1, 2, \dots, 5$) の組合せにより、以下に示す式によって定義する。

$$X(\phi, \psi) = \frac{P_3 - P_2}{\Delta P_x} \quad (2-11)$$

$$Y(\phi, \psi) = \frac{P_5 - P_4}{\Delta P_y} \quad (2-12)$$

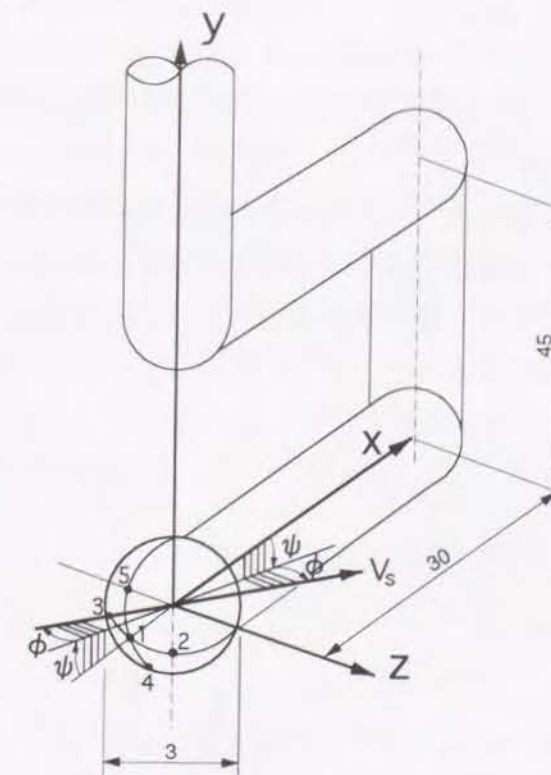


図 2. 10 5 孔球ピトープローブの概要

ただし,

$$\Delta P_x = \max(P_2, P_3) - P_1 \quad (2-13)$$

$$\Delta P_y = \max(P_4, P_5) - P_1 \quad (2-14)$$

であり, 記号 $\max(\quad, \quad)$ は, 二つの値のうち大きい値を採用する演算子を示す. ここで, 式 (2-11) ならびに式 (2-12) が逆変換可能ならば, P_1 の測定値を得ることにより, ϕ および ψ が次式により決定される.

$$\phi = F_\phi(X, Y) \quad (2-15)$$

$$\psi = F_\psi(X, Y) \quad (2-16)$$

実際には, 逆変換によって式 (2-15) と式 (2-16) を求めることは容易でない. 本研究では検定実験を行うことによりこの関数を求めて, それを多項式で表現して使用した.

つぎに, 速度ベクトルの大きさ V_s を求めるために, 圧力係数 C_{pi} ($i=1, 2, \dots, 5$) を各取圧孔について導入する. 圧力係数 C_{pi} は, 流れ中の静圧と大気圧との差圧 P_s と P_i により次のように定義する.

$$C_{pi} = \frac{P_s - P_i}{\frac{1}{2} \rho V_s^2} \quad (2-17)$$

C_{pi} はやはり ϕ と ψ の関数であり, プロープ固有の関数形を有する. そこで本研究では, この関数形をも検定実験を行うことにより求めて多項式で表現した.

実験においては, まず得られた P_i から $X(\phi, \psi)$ および $Y(\phi, \psi)$ の値を求め, これを検定により得た関係式である (2-15) 式, (2-16) 式に代入することによりヨー角 ϕ およびピッチ角 ψ の値を決定した. さらに, 定められた ϕ および ψ から C_{pi} の値が求められる. そこで, V_s は以下の式により決定される.

$$V_s = \sqrt{\frac{2\Delta P_x}{\rho \Delta C_{px}}} \quad (2-18)$$

ただし, $\Delta C_{px} = \max(C_{p2}, C_{p3}) - C_{p1}$

平均速度場の測定は, 流れ方向の 6 断面位置 ($x/\delta=2.7, 4.5, 8.1, 15.4, 20.9, 30.0$) で行った. 各々の断面につき, ビトープローブの位置を y, z 方向に 5mm 間隔で移動させてデータを採取した.

データの採取にあたっては, 各取圧孔の圧力と大気圧との差圧 P_i を, それぞれの取圧孔ごとに独立に接続された差圧計 (司測研社製 圧力センサ SPD-133L, 直流増幅器 SPX-D) により検出し, A/D 変換器 (TEAC 社製 DR2000) を用いて各信号ごとにサンプリング周波数 500Hz でデジタル化した後, 磁気テープ記録装置 (TEAC 社製 MT1000) により磁気テープに収録した. また, 検定実験は, プロープを風洞の主流域に挿入し, ヨー角 ϕ およびピッチ角 ψ をそれぞれ $-40^\circ \leq \phi \leq 40^\circ$, $-40^\circ \leq \psi \leq 40^\circ$ の範囲で 5° ずつ変更して $X(\phi, \psi)$, $Y(\phi, \psi)$, C_{pi} を求めることにより行った.

2. 5. 2 3 方向変動速度成分の測定

3 方向変動速度成分の測定には, 熱線風速計 (日本科学工業 MODEL 1011CTA) に接続された V 形熱線を 3 本組合せたプロープ (以下では V 形熱線プロープと呼称する) を用いた. 熱線風速計による流速測定技術は種々の研究により確立されているものの, これを三次元的な流れ場に適用するには, なお多くの工夫を加える必要がある. とくに, 本研究のようにせん断層を有し, かつ旋回成分を有するような複雑な流れ場における 3 方向変動速度の同時測定は, なお難しいのが現状である. そこで本研究では, ひとまず手法的に確立されている一本の I 形熱線からなるプロープ (I 形熱線プロープと呼称する) を用いて, 主流方向速度データを精度良く取得することにより, 境界層内の流れ構造の大略をまず把握した. その上で, V 形熱線プロープを用いた測定データの良否を判定し, 各方向の速度成分の抽出分離を行った.

まず, x 方向速度変動の測定に使用した I 形熱線プロープの概要を図 2. 11 に示す. 熱線は直径 $5 \mu\text{m}$ のタングステン細線を感じ部約 1mm を残して銅メッキして作製し, これを木綿針を焼鈍したブロングに, 測定時において平板と平行かつ流れに垂直となるようにはんだ付けして使用した.

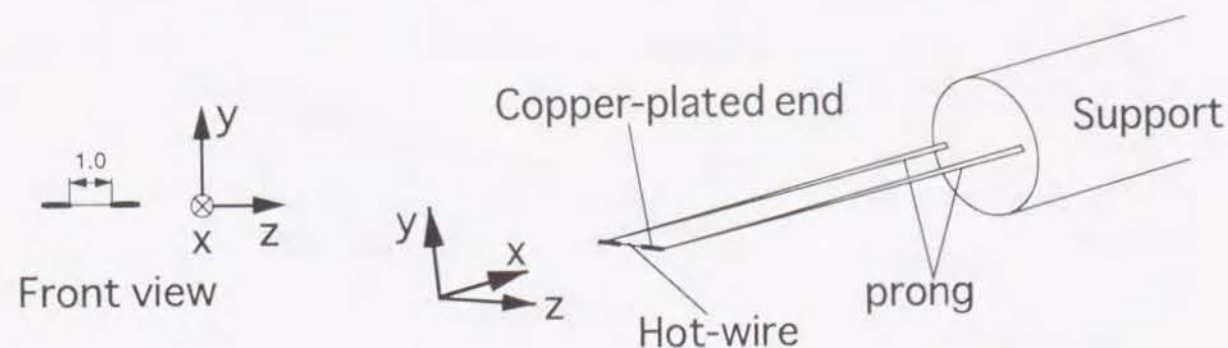


図 2. 11 I 形熱線プロープの概要

つぎに、3方向変動速度の測定に使用したV形熱線プローブの概要を図2.12に示す。一般的に言えば、乱れの3方向成分を同時測定するには3本の熱線が必要である。本研究で使用したV形熱線プローブには、熱線のメッキ部およびブロングが他の熱線の感知部に及ぼす影響を極力抑えつつ、かつ測定の検査体積を極力小さくできる長所がある。一本のV形熱線の幾何的形狀を決定するにあたっては、菱田らの論文⁽⁸⁾を参考にした。V形熱線のセンサ部の折れ曲り角度はいずれも約40°とした。3本のV形熱線は、V形センサの二等分線のyz平面への投影線のなす角度が互いにほぼ120°になるように、かつ、各線の折れ曲り点が同一yz平面内に含まれるようにブロングにはんだ付けした。熱線にはI形熱線と同じく、感知部の直径が5μm、長さが1mmのタングステン細線を使用した。6本のブロングにはピアノ線を削った後に焼鈍したものを用い、これらを2本ずつ互いに接着剤で固定した後に支持部に固定して使用した。

熱線からの電圧信号を用いて流速を算出するためには、両者の関係をあらかじめ記述した検定式を作成して用いる必要がある。以下に説明を行ういずれの場合にも、検定実験は全てプローブを風洞の主流域に挿入して行った。I形熱線を使用する場合には、熱線風速計からの出力電圧 E と x 方向平均速度 V_x の関係がつぎのKingの式で与えられるものと仮定した。

$$E^2 = A\sqrt{V_x} + B \quad (2-19)$$

式(2-19)中の係数 A 、 B を決定するために流速を4m/s～15m/sの範囲で変更して、各流速に対する出力値 E を読み取って検定実験を行った。なお、熱線接線方向速度成分の影響や、動特性の影響はX型熱線プローブの場合と同様に無視した。

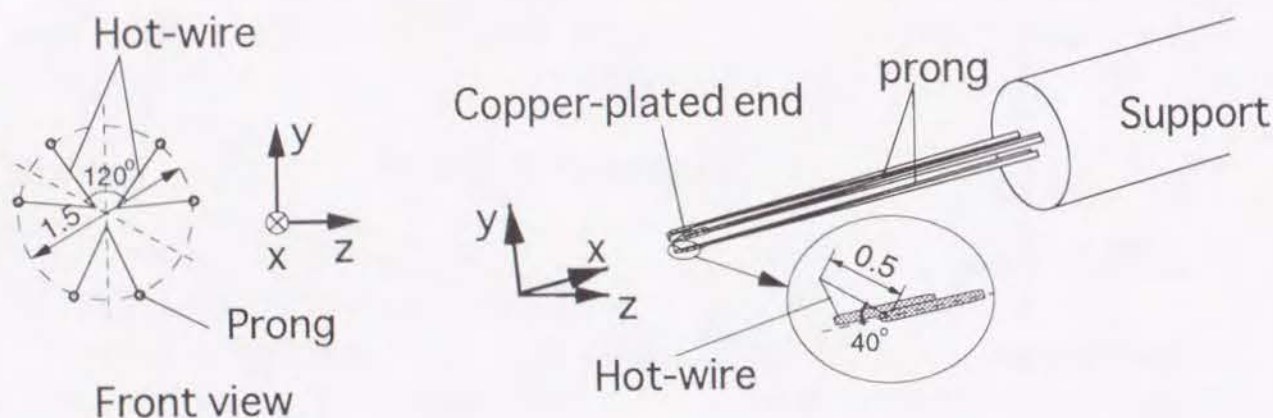


図2.12 V形熱線プローブの概要

このため、測定データの定性的な傾向についてのみ検討を加えた。

また、V形熱線を使用する場合には、3方向の速度成分の分離に供する目的で、流速と角度に対する検定実験を行った。

速度成分の算出は、文献(8)を参考に、以下の手順により求めた。いま、測定すべき速度ベクトルを、その大きさ V_s と方向(ヨー角 ϕ 、ピッチ角 ψ)により表すものと仮定する。各熱線 i からの出力電圧 E_i と V_s および方向(ϕ , ψ)の関係を次式により表すことにする。

$$E_i^2 = A_i \sqrt{V_s \cdot FC_i(\phi, \psi)} + B_i \quad (i=1,2,3) \quad (2-20)$$

$$FC_i(\phi, \psi) = \sum_{j=0}^4 \sum_{k=0}^4 C_{ijk} \phi^j \psi^k \quad (2-21)$$

ただし、 A_i 、 B_i 、 C_{ijk} は各熱線に固有の定数である。これらの式中の係数は、検定実験を行うことによりあらかじめ求めた。

また、本実験では、次の量を定義して使用した。

$$FE_1(\phi, \psi) = \frac{FC_2}{FC_1} \quad (2-22)$$

$$FE_2(\phi, \psi) = \frac{FC_3}{FC_1} \quad (2-23)$$

係数 A_i 、 B_i を求めるための流速検定は、プローブをその姿勢が $\phi=\psi=0^\circ$ になるよう、風洞の主流域に挿入し、流速を4m/s～15m/sの範囲で変更して行った。これらの係数は、最小自乗近似によって実験値が式(2-20)に最も合致するように定めた。いっぽう、 FC_i を求めるための角度検定は、ヨー角 ϕ およびピッチ角 ψ がそれぞれ $-40^\circ \leq \phi \leq 40^\circ$ 、 $-40^\circ \leq \psi \leq 40^\circ$ の範囲に収まるようプローブの姿勢を5°ずつ変更して行った。関数 $FC_i(\phi, \psi)$ 中の係数 C_{ijk} は、実験結果が式(2-21)に最も良く適合する値として最小自乗近似によって定めた。つぎに、 FC_i の組合せからなる ϕ 、 ψ のみの関数 FE_1 および FE_2 を式(2-22)ならびに式(2-23)の定義により求めた。

取得データの信号処理においては、まず、式(2-20)から $V_s \cdot FC_i$ を求める。ついで、測定した $V_s \cdot FC_i$ から FE_1 ならびに FE_2 を計算して、式(2-22)および式(2-23)に当てはめて ϕ 、 ψ を算出した。得られた値を式(2-20)に代入し直して V_s を算出した。一例として、検定により定められた各熱線に対する FC_i と ϕ 、 ψ の関係および FE_1 ならびに FE_2 と ϕ 、 ψ の関係を図2.13に示す。

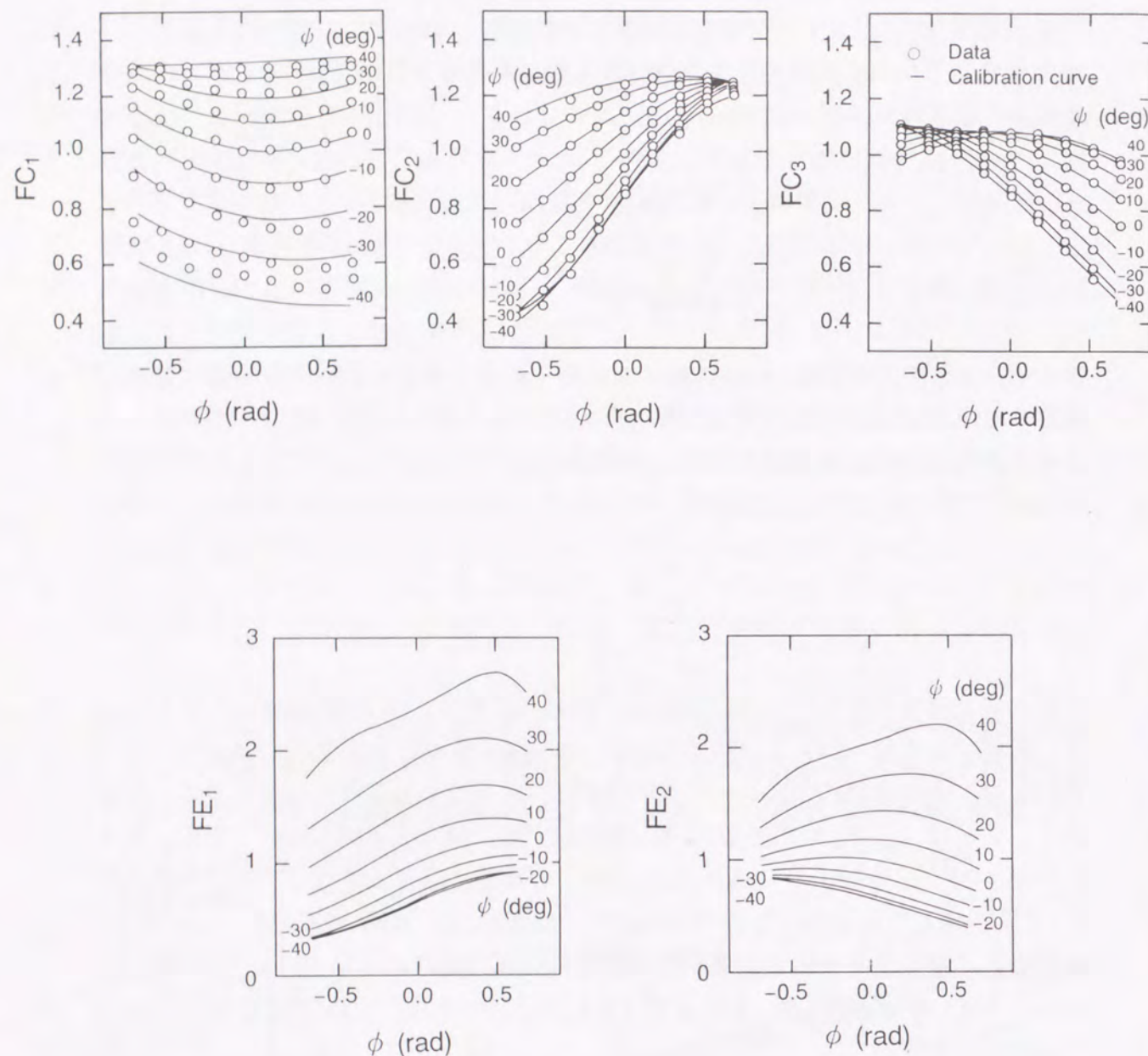


図2. 13 各熱線における FC_i と ϕ , ψ の関係および FE_1 , FE_2 と ϕ , ψ の関係

2. 6 LEBU 板と渦発生体の組合せを挿入したダクト内乱流に関する実験装置および手法

2. 6. 1 ダクト実験装置およびテストセクション

図2. 14に、内部流の熱伝達および圧力損失の測定に用いた実験装置の概要を示す。作動流体の空気は、ブロワ8により入口部1から吸込まれ、ステンレス製金網2により整流され、さらにコントラクションノズル3で縮流されて乱れの減衰を受けた後にダクト上流部に至る。ダクト部は幅180mm高さ30mm(アスペクト比6)の長方形断面を有しており、空気は長さ3000mmの速度助走部5を経た後に十分発達した乱流となり、長さ1900mmのテスト部6に流入する。流速はバルブ7の開度を調節することにより設定し、その値はコントラクションノズル直後のダクト上流部のスパン中央に設置したピトー管4の出力により求めた。なお、予備実験においてピトー管4の先端をダクトの高さ方向に移動させて一様流速が得られていることを確認した。また、テスト部の入口部において、スパン方向中央部の約60%にわたって流れの二次元性が保たれていることを確認してある。

テスト部の概要を図2. 15に示す。テスト部のダクト壁はすべて厚さ13mmの亚克力製平板で作製した。これらの壁のうち、ダクト断面の長辺側の一辺に相当するダクト上壁は伝熱実験に供するための加熱用平板として別個に作製した。加熱用平板にはテスト部全体にわたって厚さ20 μ m、幅180mmの一枚のステンレス鋼箔が貼り付けてある。伝熱実験は、箔に交流電流を通電して壁面熱流束一定(熱伝

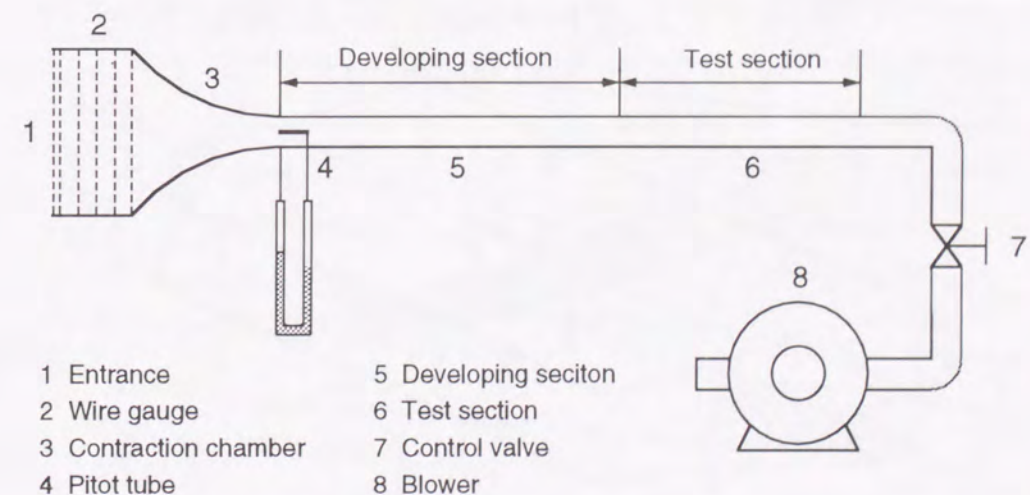


図2. 14 ダクト内乱流実験装置の概要

達率の測定精度が劣化しない範囲の最小値の約 1 kW/m^2 の条件で行った。箔の裏面には伝熱面温度測定用に直径 $100\text{ }\mu\text{m}$ の K 型熱電対が計 233 対接触させてある。これらはスパン方向の中央位置線上に流れ方向に 51 mm の間隔で配列した熱電対群、および挿入物体下流の 8 断面 ($x/2H_D=0.4, 1.3, 2.1, 3.0, 4.7, 7.2, 9.8, 12.3$) においてスパン方向に 5 mm 間隔で配列した熱電対群からなっている。前者の熱電対群からはダクト壁温度の流れ方向への発達様式を調べる事が可能である。また、後者の熱電対群からは挿入物体により生じる伝熱促進の程度のスパン方向分布を把握することが可能である。

いっぽう、物体挿入による圧力損失を評価するために、直径 1 mm の静圧孔を下壁スパン方向中央線上に流れ方向位置が異なる計 17 箇所にした。隣り合う静圧

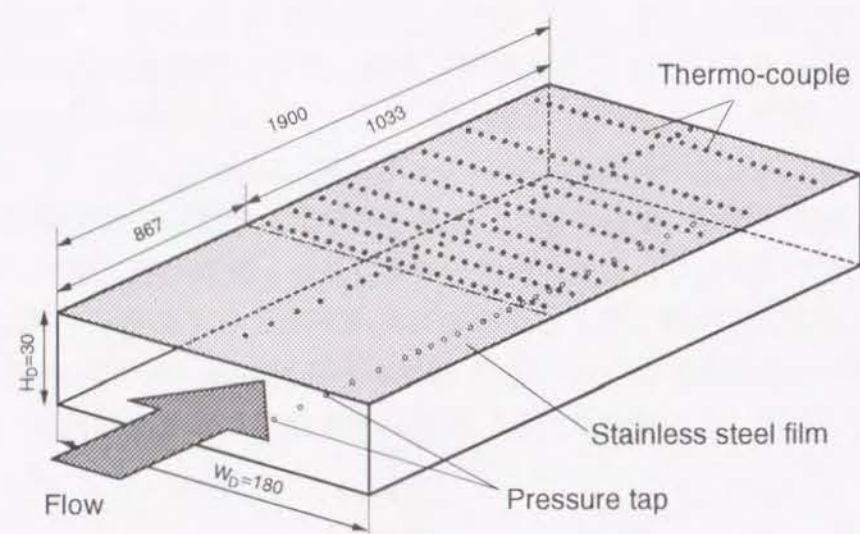


図 2. 15 ダクト内乱流テスト部の概要

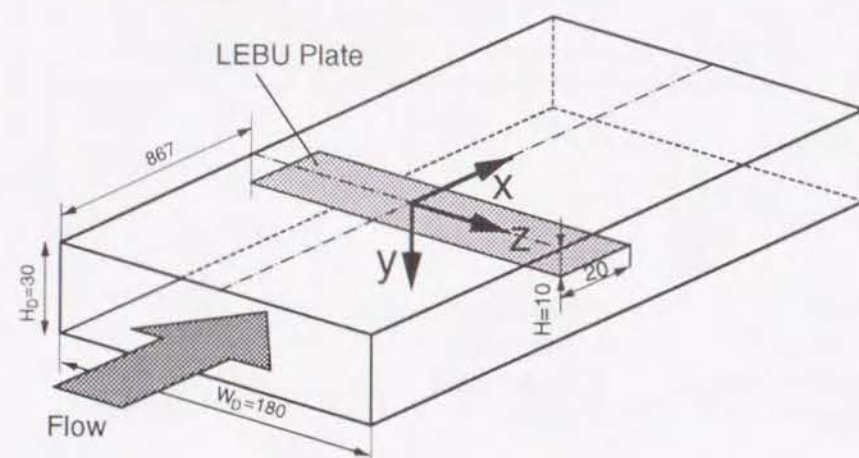


図 2. 16 挿入物体の設置位置および座標系

孔の間隔は物体の近傍位置 ($-2.0 \leq x/2H_D \leq 8.0$) において 51 mm 、そのほかの領域では 102 mm とした。

図 2. 16 に LEBU 板の設置位置および座標系を示す。LEBU 板は、その前縁がダクトのテスト部前縁から 867 mm 下流の位置になるよう、ダクト上下壁と平行かつ流れと垂直に設置した。座標原点は LEBU 板前縁位置の上壁（加熱壁）面のスパン方向中央に設定した。原点より流れ方向に x 、鉛直下方に y 軸、スパン方向に z 軸（左手系）をそれぞれ設定する。

挿入物体は LEBU 板と渦発生体の組合せである。実験に使用した挿入物体の概要を図 2. 17 に示す。いずれも厚さ 1 mm のベークライト製薄板より製作した。LEBU

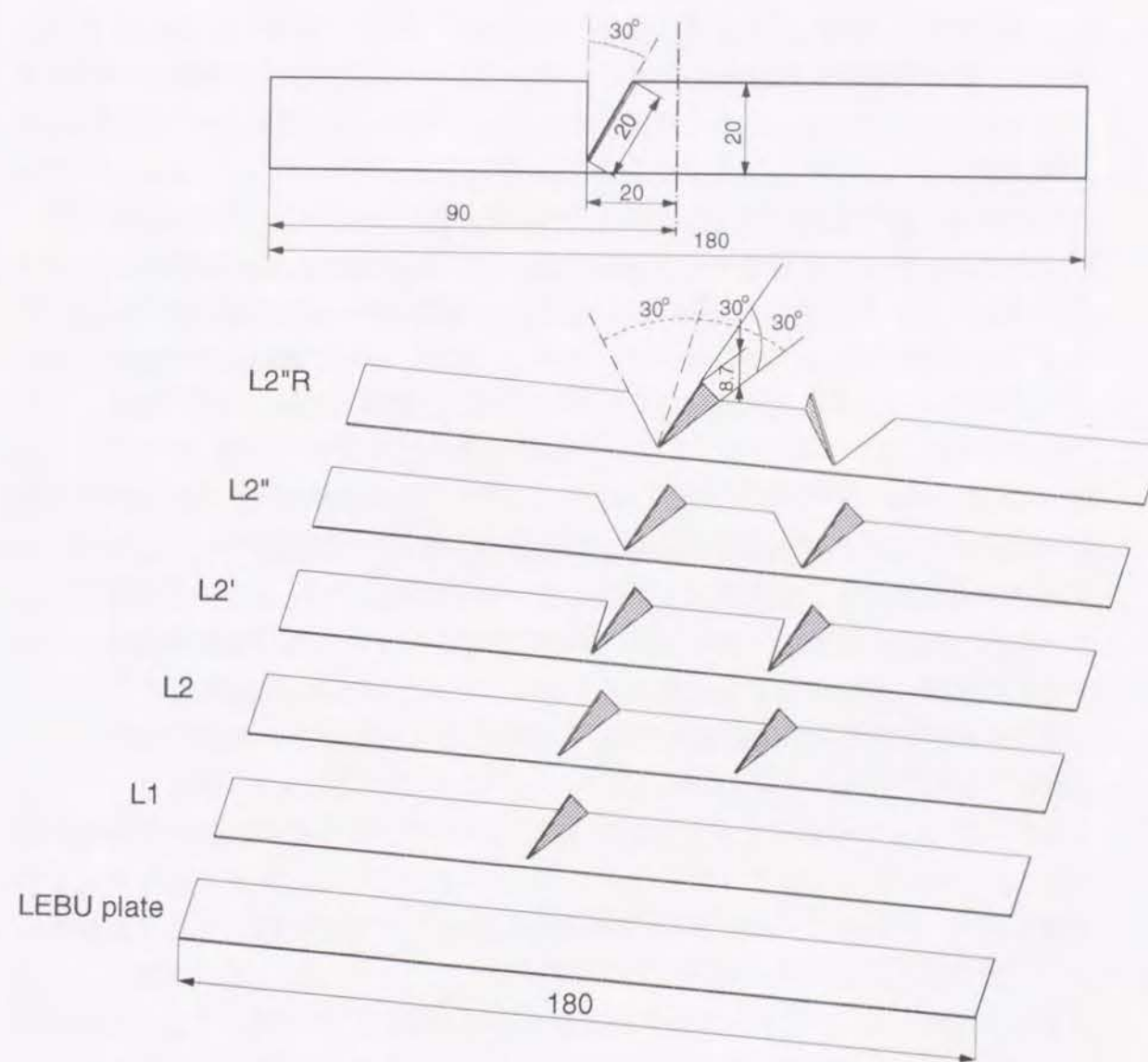


図 2. 17 挿入物体の概要

板と渦発生体の寸法は第6章までの外部流に対する結果を参考にして選定して統一値とした。すなわち、LEBU板の流れ方向幅 L は20mmとし、付設した渦発生体は斜辺が20mmかつ頂角が 30° の直角三角形とした。LEBU板と加熱面の隙間 H を10mmに固定し、渦発生体はいずれもその頂角が上壁側に向くようかつ流れ方向との迎え角が 30° かつその後端がLEBU板後端に一致し、またそれがLEBU板に対して垂直になるようその斜辺部を接着した(渦発生体の高さは8.7mm)。渦発生体の先端はスパン方向中央から20mm離れた位置に接着した。とくに、一個の渦発生体を付設する場合には、その先端位置が $z=-20\text{mm}$ となるよう付設した。複数の渦発生体を付設する場合には、片方の渦発生体の先端が $z=20\text{mm}$ 、もう一方のそれが $z=-20\text{mm}$ に位置するよう付設した。

実際の熱交換器への応用を考えると、挿入物体には製作の容易さが要求される。例えば、薄板を用いて渦発生体を製作する場合には、別途作成した渦発生体を平板等に接合して作成するよりも、薄板自体に切込み線を入れ、薄板の一部を折返して渦発生体とする方が簡単である。この場合には、その折返しによって、渦発生体側方に薄板面に切欠き部が生じる。本研究では実用的観点からこの隙間が伝熱・圧力損失特性にどのように影響するかを調べた。その目的のために、例えば図2.17の物体L2'に示すように、LEBU板に付設した渦発生体の接着位置の側方に渦発生体と同じ形状の切欠き部を作成した。実験は、まず、LEBU板のみを挿入した場合について行い、つぎに、渦発生体を一つおよび二つ付設した場合(以下では、それぞれ形式L1, L2と呼称する)について伝熱促進の可能性を調べた。その後、形式L2に切欠き部を設けた物体(形式L2')に関する伝熱実験から、切欠き部の有効性が示されたので、さらに切欠き部寸法を大きく変更(形式L2'')し、また、渦発生体の迎え角を互いに逆向きにした1ケース(形式L2''R)について実験を行った。なお、物体の挿入にあたっては、振動が生じないように両端から張力を与えてダクト内に支持した。

流速条件は、ダクト高さの2倍($2H_D$)を基準長さとするレイノルズ数 Re が50,000, 100,000の2通りになるよう設定した。

2.6.2 熱伝達率および圧力損失の測定

局所熱伝達率 h は次式の定義により求めた。

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_b} \quad (2-24)$$

ここで、 T_w , T_b はそれぞれ加熱壁面の局所温度および流体の断面内混合平均温度であり、 q_w は流体により奪われる壁面局所熱流束である。断面内混合平均温度 T_b は式(2-25)を用いて表される。

$$T_b = T_i + \frac{1}{\rho C_p U_m H_D} \int_0^x q_w dx \quad (2-25)$$

ただし、 T_i , U_m はそれぞれテスト部入口における流体の温度および断面内平均速度を表しており、ダクト流路入口において測定した値をテスト部入口における値として使用した。 ρ , C_p はそれぞれ流体密度および流体の定圧比熱を示しており、それらはテスト部全域で一定とし、温度 T_i における値を使用した。総計233対の熱電対の出力は、10本のフラットケーブルによって25対ごとにまとめて、データの記録に用いる多点温度計(NEC三栄社製7V11)との接続の切換えを行った。1ケーブル内の各熱電対を2秒間隔で掃引しつつ、それぞれの出力を10回サンプリングして平均したのち、パーソナルコンピュータ(EPSON社製PC386)を用いて収録した。

静圧孔における圧力と大気圧との差圧は、差圧計(司測研社製圧力センサSPD-133L, 直流増幅器SPX-D)により検出し、デジタルマノメータ(アドバンテスト社製TR2114)によりA/D変換しつつパーソナルコンピュータ(EPSON社製PC386)を用いて収録した。

2.7 結言

本章では、本研究において使用した実験装置および実験手法についてまとめて説明した。すなわち、2.2節においてはLEBU板を挿入した平板乱流境界層を対象として、加熱平板をはじめとする装置の概要、ならびに、局所熱伝達率、局所壁面摩擦係数およびX型熱線風速計を用いた2方向変動速度の測定方法について述べた。2.3節においてはLEBU板の代わりに使用する偏平柱、ならびにスプリットプレート付き角柱の概要について説明した。2.4節においてはLEBU板と渦発生体の組合せ形式の概要および局所熱伝達率の二次元分布を測定するために必要となる加熱平板の変更点について述べた。2.5節においては、渦発生体下流の三次元的な流れ構造を調べる目的で使用した5孔球ピトープローブおよびV形熱線プローブの概要について述べた。2.6節においてはダクト内乱流を対象として、装置の概要とこれに挿入するLEBU板と渦発生体の組合せ形式について説明し、また、局所熱伝達率および物体の挿入により生じる圧力損失の測定方法について述べた。

参考文献

- (1) Y. Kawaguchi, T. Yano and K. Suzuki, An Experimental Study on Coherent Structure in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, Symp. on Turbulence, edited by X B Reed, Jr., G. K. Patterson and J. L. Zakin, 1983, pp.26-36.
- (2) H. Suzuki, K. Suzuki and T. Sato, Dissimilarity Between Heat and Momentum Transfer in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, Turbulent Shear Flows 7, ed. by F. Durst et al., Springer Verlag, 1991, pp.119-135.
- (3) 鈴木洋・吉川慈人・木川弘・鈴木健二郎, 円柱によりかく乱を受ける乱流境界層(円柱径および円柱挿入位置の影響), 日本機械学会論文集 B 編, 55 巻 519 号, 1989, pp.3333-3340.
- (4) H. A. Johnson and M. W. Rubesin, Aerodynamic Heating and Convective Heat Transfer - Summary of Literature Survey, Trans. ASME, Vol. 71, 1949, pp.447.
- (5) V. C. Patel, Calibration of the Preston Tube and Limitations on its Use in Pressure Gradients, J. Fluid Mech. Vol. 23, 1965, pp.185-208.
- (6) A. Strohl, and G. Comte-bellot, Aerodynamic Effects Due to Configuration of X-wire Anemometers, J. Appl. Mech., 1973, pp.661-666.
- (7) K. Bremhorst, IEEE Trans. Instrument and Measurement, 1972, pp.244-248.
- (8) S. Matsunaga, H. Ishibashi and M. Nishi, Measurement of Instantaneous Pressure and Velocity in Nonsteady Three-dimensional Water Flow by Means of a Combined Five-hole Probe, Trans. ASME, Vol. 102, 1980, pp.196.
- (9) 菱田幹雄・長野靖尚, V 形熱線 (第 1 報, 特性), 日本機械学会論文集 B 編, 52 巻 479 号, 1986, pp.2595-2600.

第 3 章 LEBU 板下流域の流動と伝熱特性

3. 1 緒言

本章では, LEBU (Large Eddy Break-up) 板を挿入した平板乱流境界層の実験結果について考察する.

本論文で取り扱う LEBU 板は挿入すべき物体としては円柱と異なり, 形状抗力が最も小さい特徴を有する. また, LEBU 板はこれまで流体力学, とくに乱流工学分野で研究対象^{(1)~(7)}とされてきたように, その近傍に位置する固体面に作用する摩擦応力を低減させる上で有効なデバイスでもある. したがって, 両者の相乗効果によって, LEBU 板は運動量損失の増加を小幅にとどめ得る挿入物体であると期待できる. ただし, それを用いる場合について伝熱工学的観点から踏み込んだ研究例^{(8), (9)}は極めて少なく, これまで伝熱特性についての詳細な報告例は見あたらない.

大規模間欠渦構造の破壊は熱伝達率の値に密接に関連する伝熱面近傍乱れの強度⁽¹⁰⁾を抑制する可能性がある^{(5)~(8)}ため, LEBU 板の挿入は伝熱促進の観点からは有効でない可能性もある. しかしながら, 熱輸送と運動量輸送の非相似性の観点から, 挿入物体の最適形状に関する知見を収集し, またその発現メカニズムを探る手がかりを得る目的や, 第 5 章において渦発生体との組合せに使用する場合の基礎資料とするとともに, より一般的に伝熱制御に関する基礎的知見を提供する目的からも, LEBU 板を挿入する場合の熱流動特性を把握することは重要である.

したがって, 本章では, まず LEBU 板を挿入した場合の壁面摩擦係数を測定して, LEBU 板が摩擦応力の低減に有効であるか否かの確認を行う. その際, LEBU 板の流れ方向幅と挿入位置を数種類に変更してそれらが壁面摩擦係数分布に及ぼす影響について整理する. いっぽう, 熱伝達率分布についてもこれらの二つのパラメータに注目してデータを整理する. その上で非相似性に対する評価を行う. 続いて, 平均温度および平均速度の分布を把握するとともに, 乱れの一点二次相関量の分布についても言及して, とくに, 乱れの組織的構造の観点から, 円柱を挿入する場合⁽¹¹⁾との比較を行って考察を加える.

3. 2 局所壁面摩擦係数分布

最初に, LEBU 板の流れ方向長さ L と, その挿入高さ H を変えた場合の壁面摩擦係数 C_f の x 方向分布例を提示し, C_f の分布の特徴をまとめ, それに及ぼす L と H の影響について概説する. 図 3. 1 (a)~(j)に流れ方向長さが $L/\delta=0.5, 1.0, 1.5$

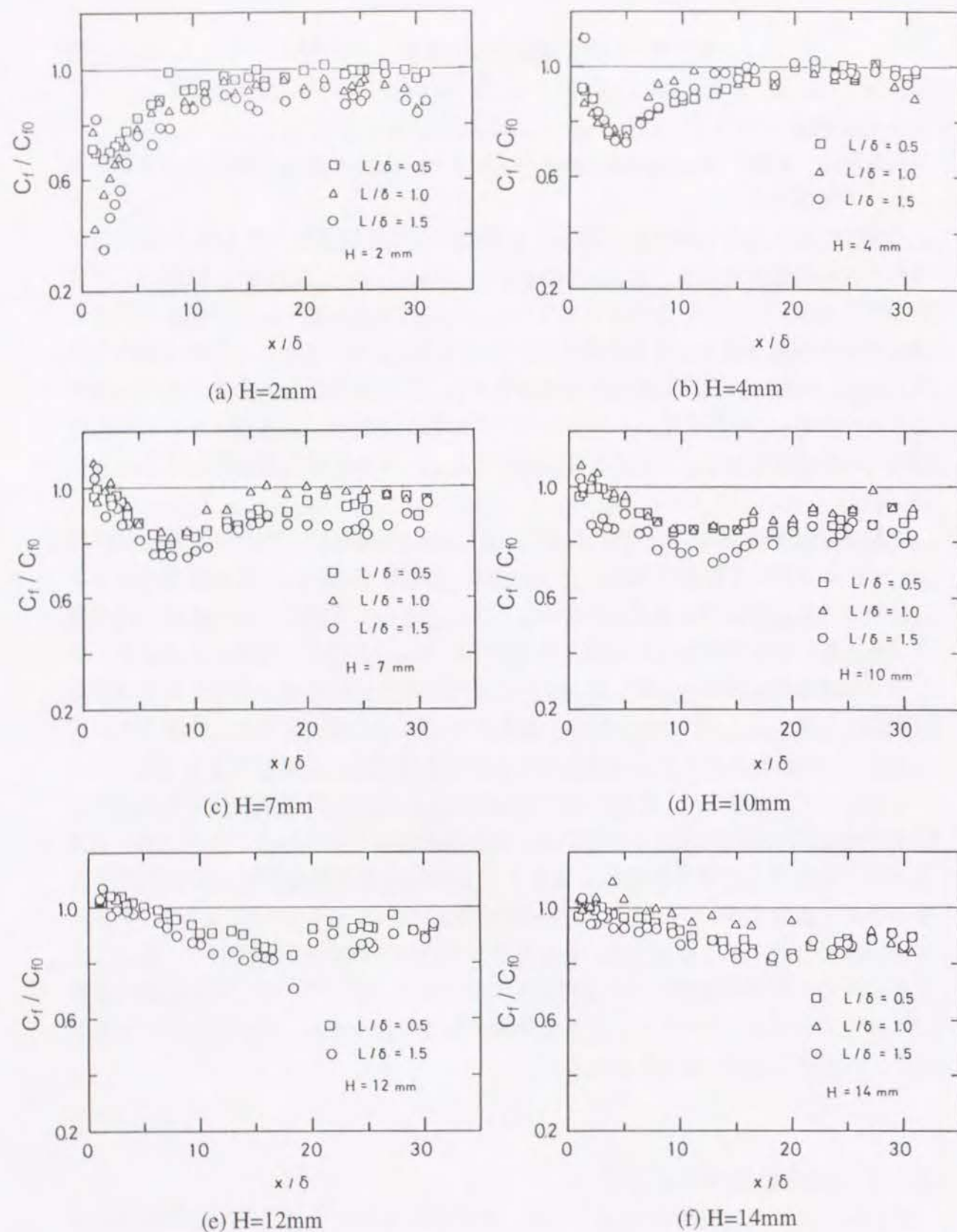


図3. 1 LEBU 板を挿入した流れ場における壁面摩擦係数分布

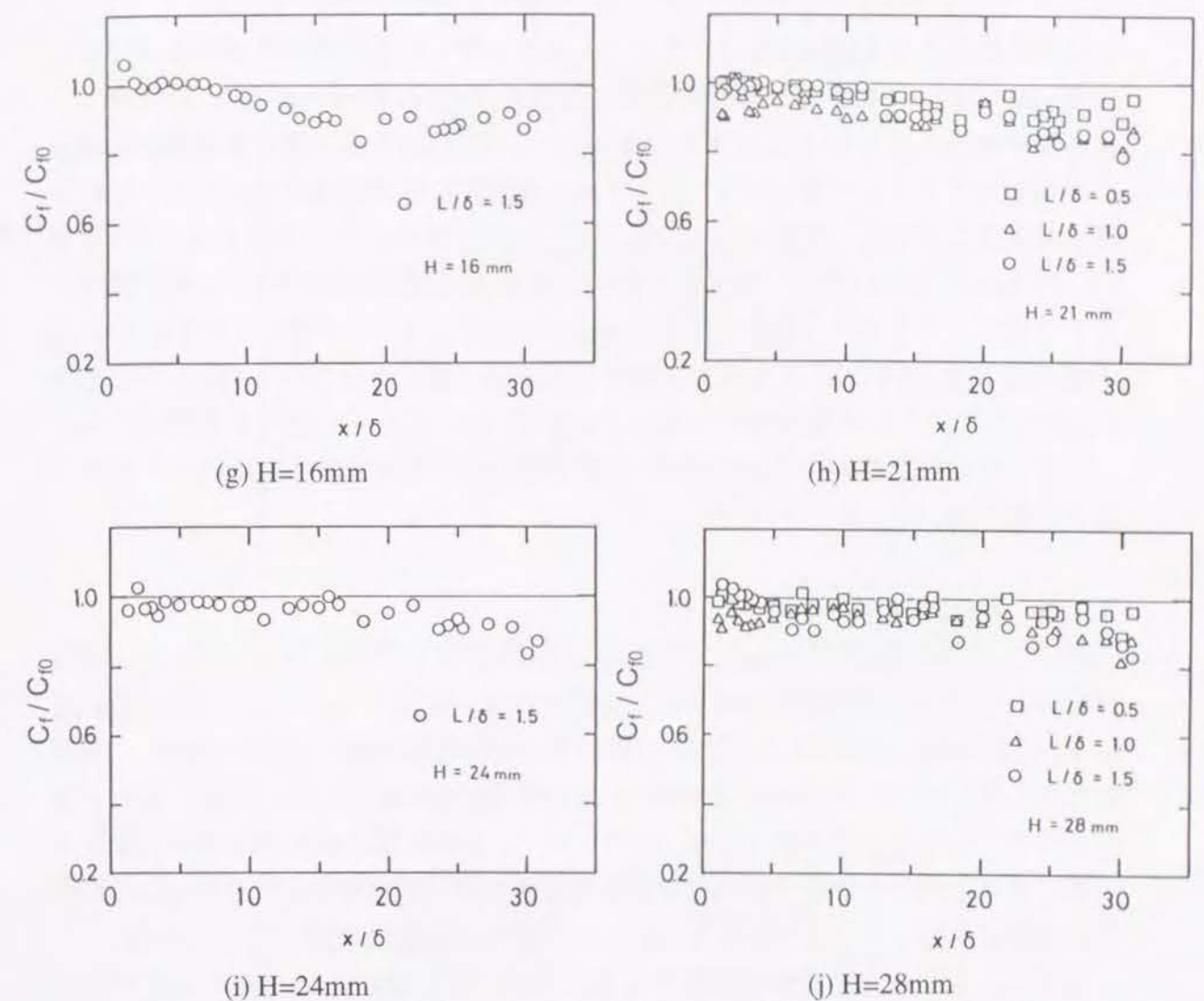


図3. 1 LEBU 板を挿入した流れ場における局所壁面摩擦係数分布

(δ : 接近流境界層厚さ)の3種類のLEBU板を、異なった y 方向位置に挿入した場合の C_f の x 方向分布を挿入高さ H ごとにまとめて示した。LEBU板の挿入位置は $H=2, 4, 7, 10, 14, 16, 21, 24, 28\text{mm}$ ($H/\delta=0.07\sim 1.0$)の10種類に変更しており、各図中には各位置の壁面摩擦係数の測定値 C_f を、同じ位置でLEBU板を挿入しない場合に測定された摩擦係数 C_{f0} で規格化して示してある。これらの図を概観すると、文献(1)～(6)によってすでに報告されているように、LEBU板を挿入するとその下流域で C_f の値が低下することが確認できる。ただし、 C_f の分布形状はLEBU板挿入位置 H によって変化を受ける。すなわち $H=2\text{mm}$ ($H/\delta=0.07$)においては、 C_f の分布には明確なくぼみ形状の低下領域が存在しているが、 H の増大につれて次第に C_f の低下領域は流れ方向に拡大し、かつその分布の低下領域

のくぼみは浅くなる傾向がある。ただし、確かに挿入位置が境界層厚さのほぼ半分程度 ($H=14\text{mm}$) まではこの傾向が認められるものの、 $H=24\text{mm}$ ($H/\delta=0.86$) ではもはや有効な C_f の低下は生じていない。よって、LEBU 板を壁面摩擦係数低減のためのデバイスとして使用するには、その設置位置を境界層内の比較的低い位置に挿入する必要があると判断される。つぎに、LEBU 板の流れ方向長さ L/δ の影響は、 $H=2\text{mm}$ ($H/\delta=0.07$) の場合を除いて実験値のばらつきにかくれる程度で、あまり明りょうでない。例外的に $H=2\text{mm}$ の場合には L/δ の増大とともに C_f の極小値が低下し、それにともなっていくぼみ全体が若干深くなっている。以上のことから、流れ方向長さ L が境界層厚さ程度であれば、 L の C_f 分布に及ぼす影響は小さく、したがって LEBU 板の挿入高さ H が C_f 分布を決める最も重要なパラメータであることが分かる。

3. 3 局所熱伝達率分布

図 3. 2 (a)~(j) に流れ方向長さが異なる 3 種類 ($L/\delta=0.5, 1.0, 1.5$) の LEBU 板を挿入して得た局所熱伝達率 h の x 方向分布を、図 3. 1 (a)~(j) と同様に挿入高さ H ごとにまとめて示した。各々の図においては摩擦係数の場合と同様に、各流れ方向位置における測定値 h を LEBU 板を挿入しない場合に同一位置において測定された熱伝達率 h_0 で規格化して示した。また、LEBU 板の流れ方向の挿入位置を明確にするため、その直下での測定結果を矩形で囲って示した。すなわち、その矩形の縦軸に平行な 2 辺はそれぞれ LEBU 板の前縁と後縁位置に対応している。

まず、各場合の h の分布を概観すると、LEBU 板を $H \leq 21\text{mm}$ ($H/\delta=0.75$) の高さに挿入する場合には、LEBU 板の幅や挿入高さに関係なくいずれの場合にも LEBU 板の挿入によって熱伝達率の低下が生じていて、円柱を挿入した場合のような伝熱促進は期待できないことが明らかである。この熱伝達率の低下には二つの特徴があることが見て取れる。一つは $H=2, 4\text{mm}$ ($H/\delta=0.07, 0.14$) の場合に顕著に見られる LEBU 板直下における h の低下であり、もう一つは LEBU 板下流域における h の低下である。後者の h の低下形状は C_f の低下形状に定性的に類似している。すなわち、LEBU 板の挿入位置 H が小さい場合には、 h の分布には明確なくぼみ形状の低下領域が存在しているが、 H の増大につれて h の低下領域は流れ方向に拡大し、かつその分布の低下領域のくぼみは浅くなる傾向がある。挿入高さ位置 H が境界層厚さのほぼ半分程度に至るまではこの傾向が明りょうに観察される。 $H \leq 21\text{mm}$ ($H/\delta \leq 0.75$) の場合にも h の低下が認められるものの、 $H=24\text{mm}$ ($H/\delta=0.86$) ではこの低下は生じていない。

L の影響について注目して図を概観すると、 $H \geq 7\text{mm}$ ($H/\delta \geq 0.25$) では L に

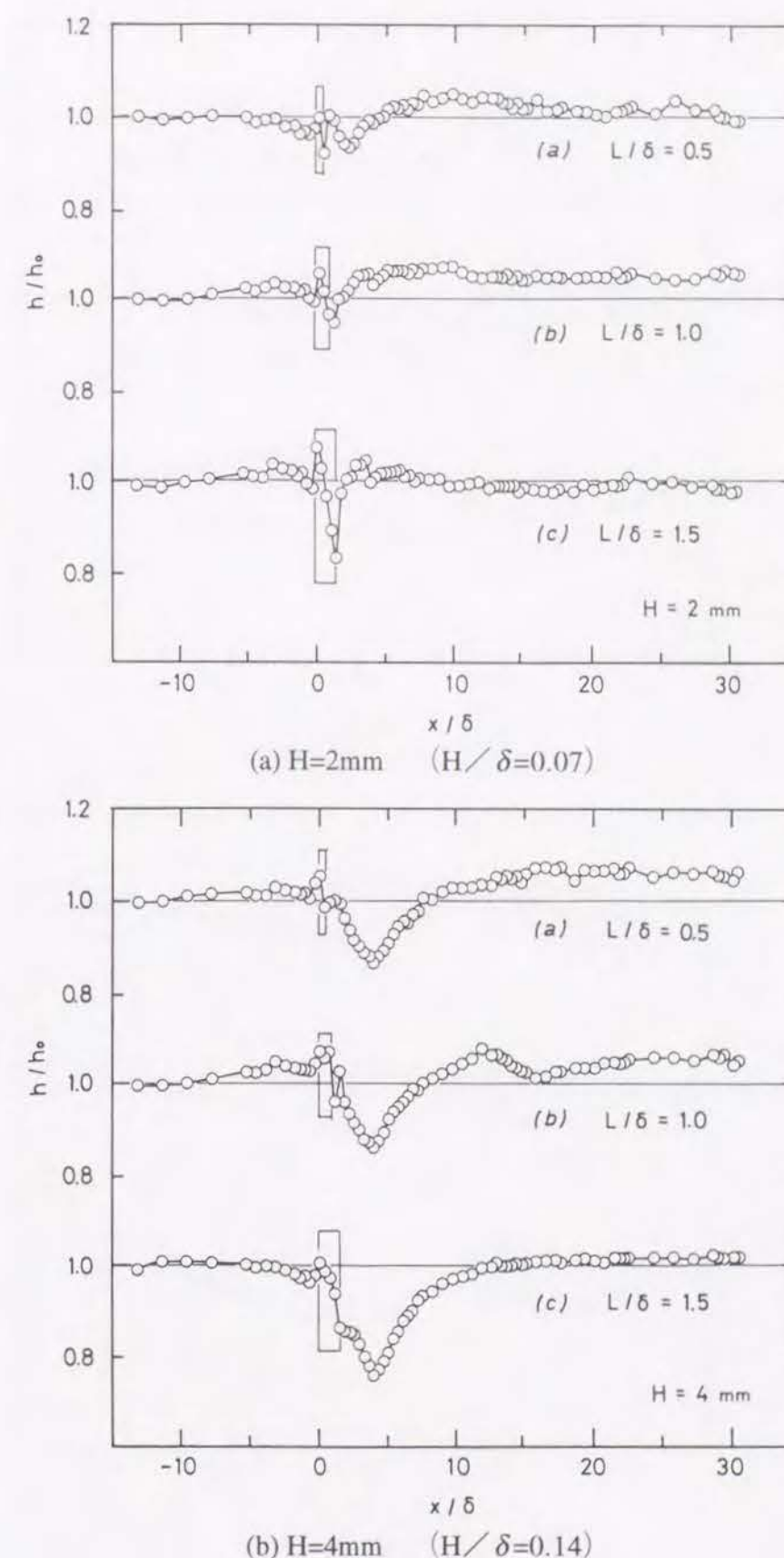
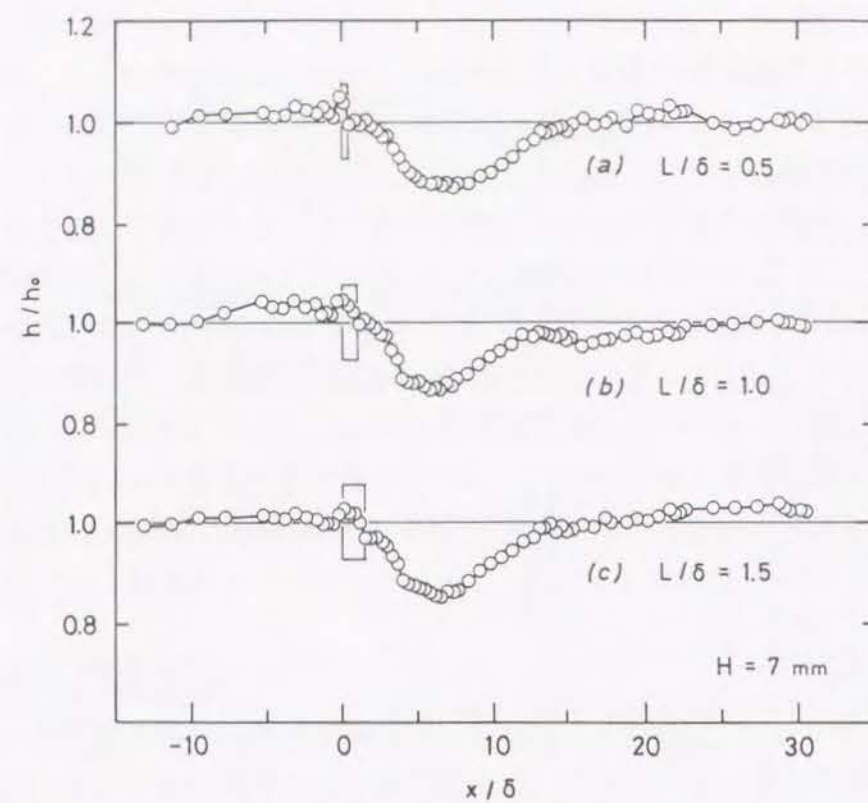
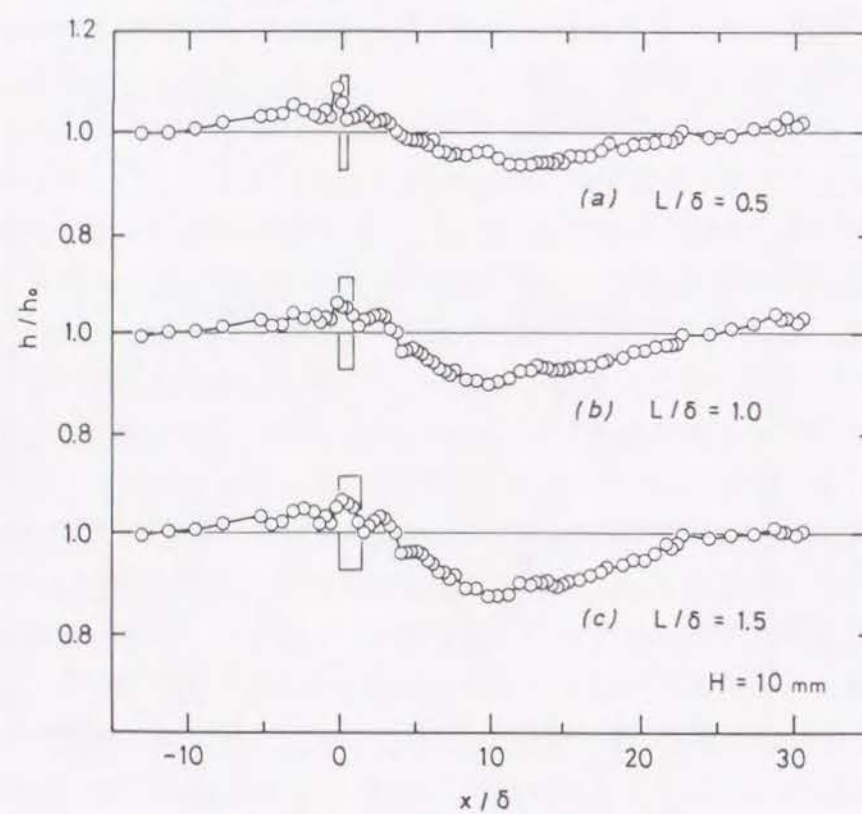


図 3. 2 LEBU 板を挿入した流れ場における局所熱伝達率分布

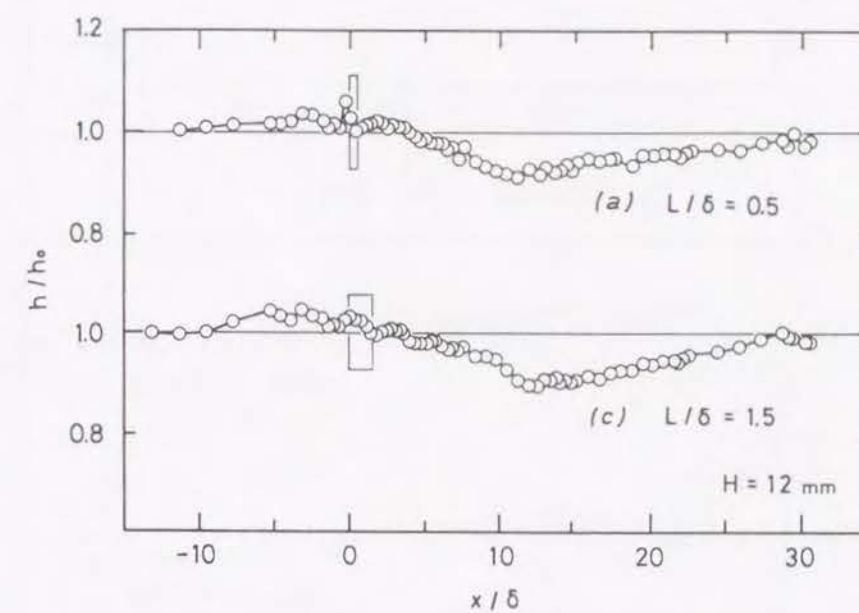


(c) $H=7\text{mm}$ ($H/\delta=0.25$)

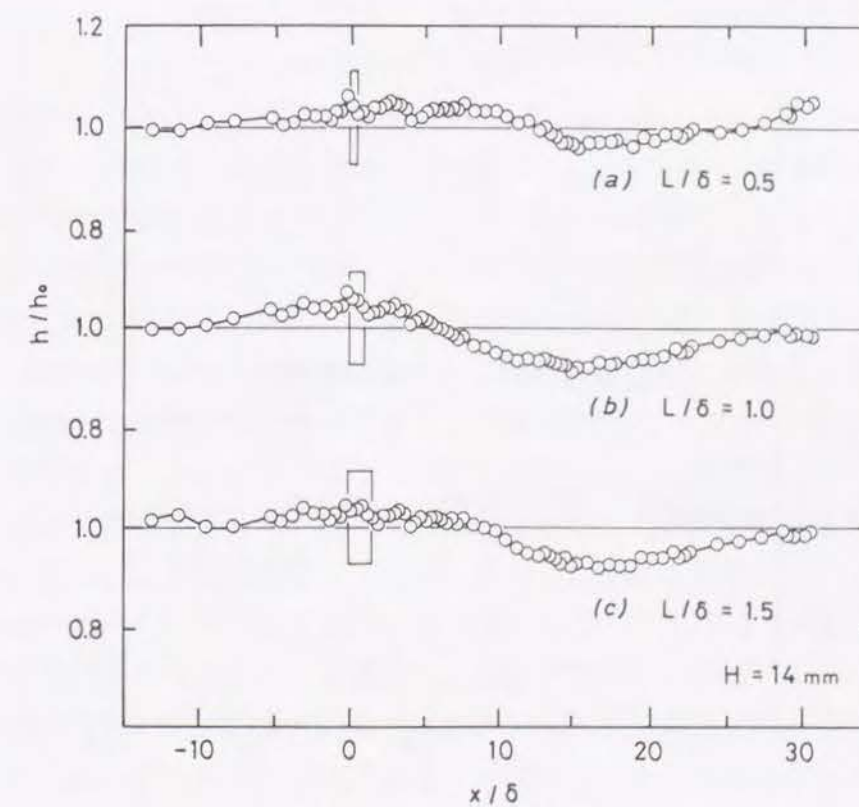


(d) $H=10\text{mm}$ ($H/\delta=0.36$)

図3.2 LEBU板を挿入した流れ場における局所熱伝達率分布



(e) $H=12\text{mm}$ ($H/\delta=0.43$)



(f) $H=14\text{mm}$ ($H/\delta=0.5$)

図3.2 LEBU板を挿入した流れ場における局所熱伝達率分布

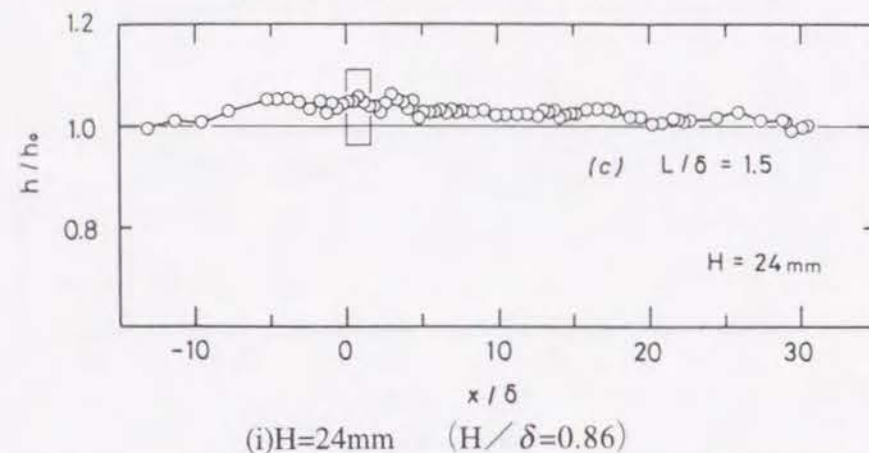
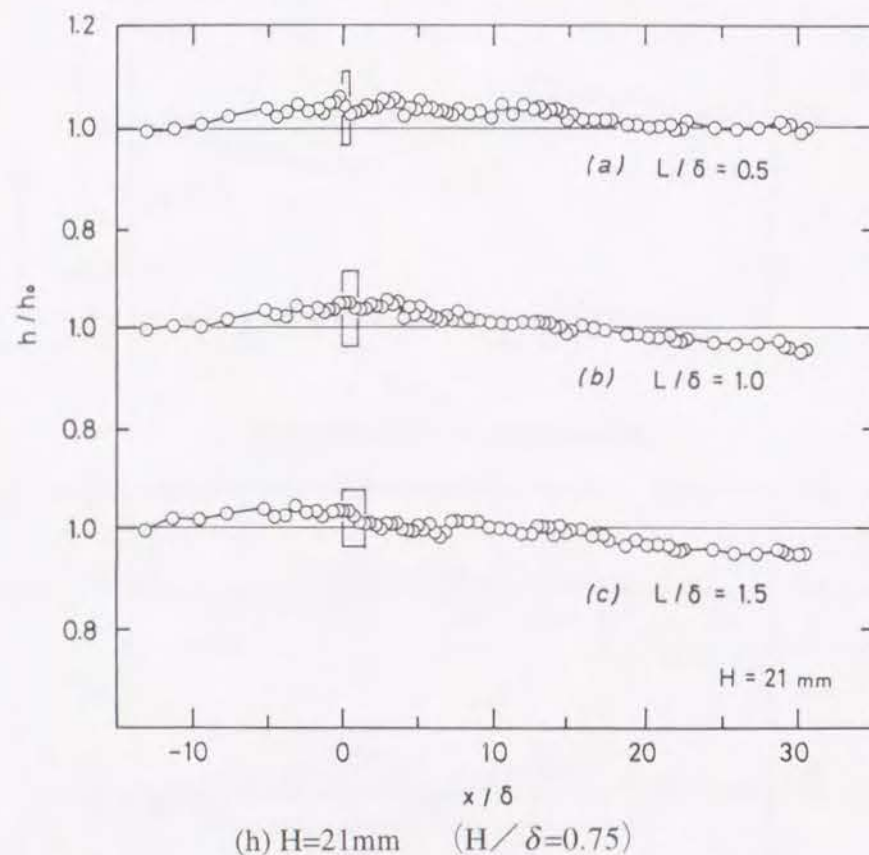
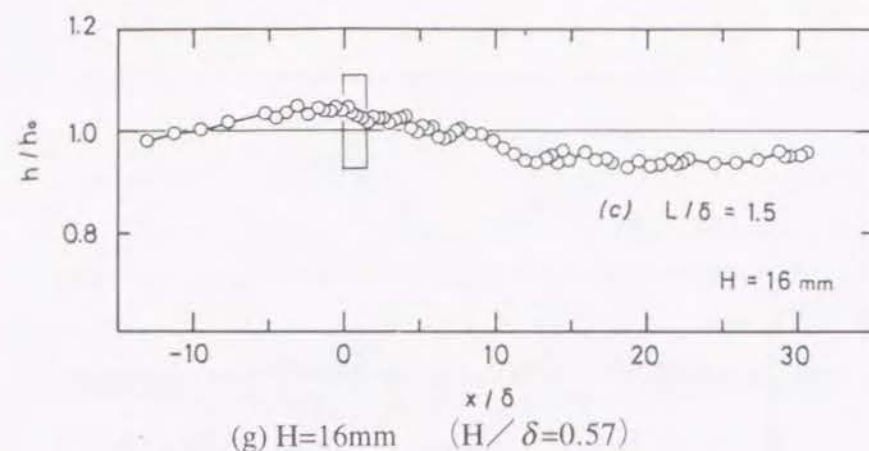


図3. 2 LEBU板を挿入した流れ場における局所熱伝達率分布

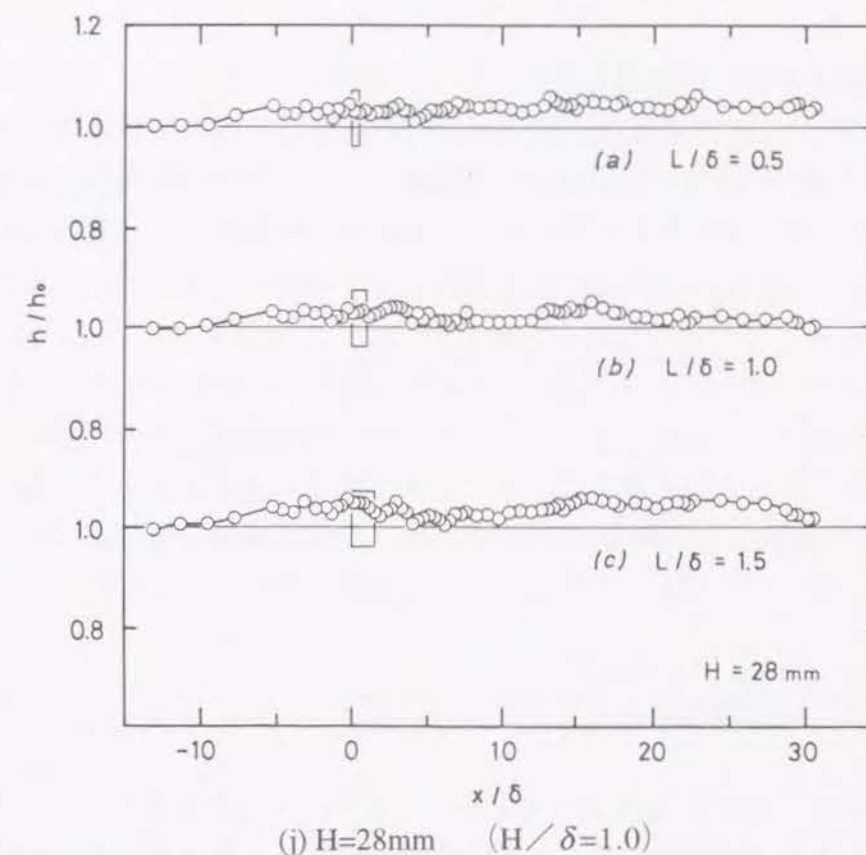


図3. 2 LEBU板を挿入した流れ場における局所熱伝達率分布

よる違いは顕著ではない。挿入位置が低い $H=2, 4\text{mm}$ ($H/\delta=0.07, 0.14$) の場合には L による若干の相違が認められる。すなわち、 $x/\delta > 1.5$ の領域の h の分布は、大規模渦構造の破壊と関連すると思われるが、その出発値すなわち LEBU 板後縁位置の h の値が L によって相違するようである。LEBU 板の近傍では、LEBU 板前縁位置の直前で極小値が認められ、その後急増して前縁位置で極大値をとり、それ以降 LEBU 板後縁に向かって単調に減少する傾向がいずれの場合にも共通して認められる。LEBU 板後縁位置における h の値は L に依存しており、またその直後に h のはね上がりが生じるかどうか L に依存しているので、前記のようにそれらによる違いがその下流域の分布の相違につながっている。ただし、この LEBU 板近傍の h の変化は $H \geq 7\text{mm}$ では顕著でなくなる。なお、LEBU 板前縁直前の h の低下は、LEBU 板への接近流れの一部が LEBU 板上部にう回して流れるため、LEBU 板上流で流体が外方に向かって余分に排除され、壁近傍で流れが減速されるためである。また、LEBU 板前縁位置の極大値は、圧力が前縁直下から下流に向かって減少に転じることから流れが局所的に加速されるためであり、その後の h の低下はその局所的な加速からの回復に関連する減速下の境界層の発達を反映したものであると考えられる。

3. 4 相似性パラメータ分布

図3. 2に示した h の分布形状と、図3. 1に示した C_f の分布形状を、対応する挿入高さ H の場合ごとに見比べると、LEBU 板の挿入位置が $H \geq 4\text{mm}$ ($H/\delta \geq 0.14$) では互いに概形が似ているものの、 C_f の分布より h の分布のくぼみが若干浅いこと、 $H=2\text{mm}$ の場合には両者の形状に明りょうな違いがあること、すなわち非相似性が存在することが認められる。そこで、これを確認するために、 $H=2, 4, 7, 24\text{mm}$ ($H/\delta=0.07, 0.14, 0.25, 0.86$) の場合に対して、測定された h と C_f それぞれの結果から相似性パラメータ β (スタントン数 St と摩擦係数 C_f の $1/2$ の比) を求め、その結果をこれらを挿入高さごとにまとめて図3. 3に例示した。なお、プラントル数 Pr が比較的1に近い流体の場合には、平板乱流境界層においてはカルマン・アナロジー^{(12)・(13)}によって次式が成り立つことが知られている。

$$St = \frac{C_f/2}{1 + 5\sqrt{C_f/2}[(Pr-1) + \ln\{(1+5Pr)/6\}]} \quad (3-1)$$

上式より流体が空気である場合の相似性パラメータ β の値を求めると、その値は $1.1 \sim 1.2$ ⁽¹⁴⁾ となる。相似性パラメータの値がこの値より離れるほど非相似性は大きいと判断される。図より、両者の比は平板乱流境界層に対する通常値 ($1.1 \sim 1.2$) より増大しており、非相似性が強化されていることがわかる。ただし、LEBU 板を挿入する場合には、壁面摩擦係数が低下すると同時に熱伝達率も低下する。つまり、この場合に生じる非相似性は、 C_f と h の変化方向が同じであるものの、 C_f の低下が h の低下より若干大きいために生じる“弱い非相似性”であって、円柱を挿入する場合⁽¹¹⁾に見られるような両者の変化方向が互いに逆になる“強い非相似性”とは発現のあり方そのものが相違している。この非相似性は LEBU 板挿入位置が最も低い場合 ($H=2\text{mm}$) により顕著に強化されているが、その場合にも挿入位置の下流域では急激に弱くなる。また、非相似性の程度は LEBU 板の挿入位置が高くなるとともに急激に弱くなり、 $H=24\text{mm}$ ではほとんど強化されていないことも分かる。

上に指摘したように、LEBU 板の挿入によって弱い非相似性が発現できるものの、 h と C_f がともに減少するので、伝熱促進の観点からすると有効とは言えない。ただし、壁面にかかる摩擦係数を低下させ、かつ壁面の熱伝達を抑える必要がある場合、例えば、石油輸送用あるいは化学プラント用パイプラインなどには適用の余地があるものと思われる。 C_f を減少させ、形状抗力を小さく保ち、かつ h を増大させるには円柱も LEBU 板も不適當であることが明らかとなった。よって、より適切な挿入物体について探るために、続く第4章では両者の中間的な形状の物体を挿入して

検討を加える。その際の手がかりとすべく、次節以降では LEBU 板を挿入する場合の非相似性発現メカニズムについて流れ場のデータを参照して考察する。具体的には、LEBU 板下流域の平均速度と平均温度の分布、および乱れの一点二次相関量の分布を調べ、とくに、組織構造的観点からの検討を加える。

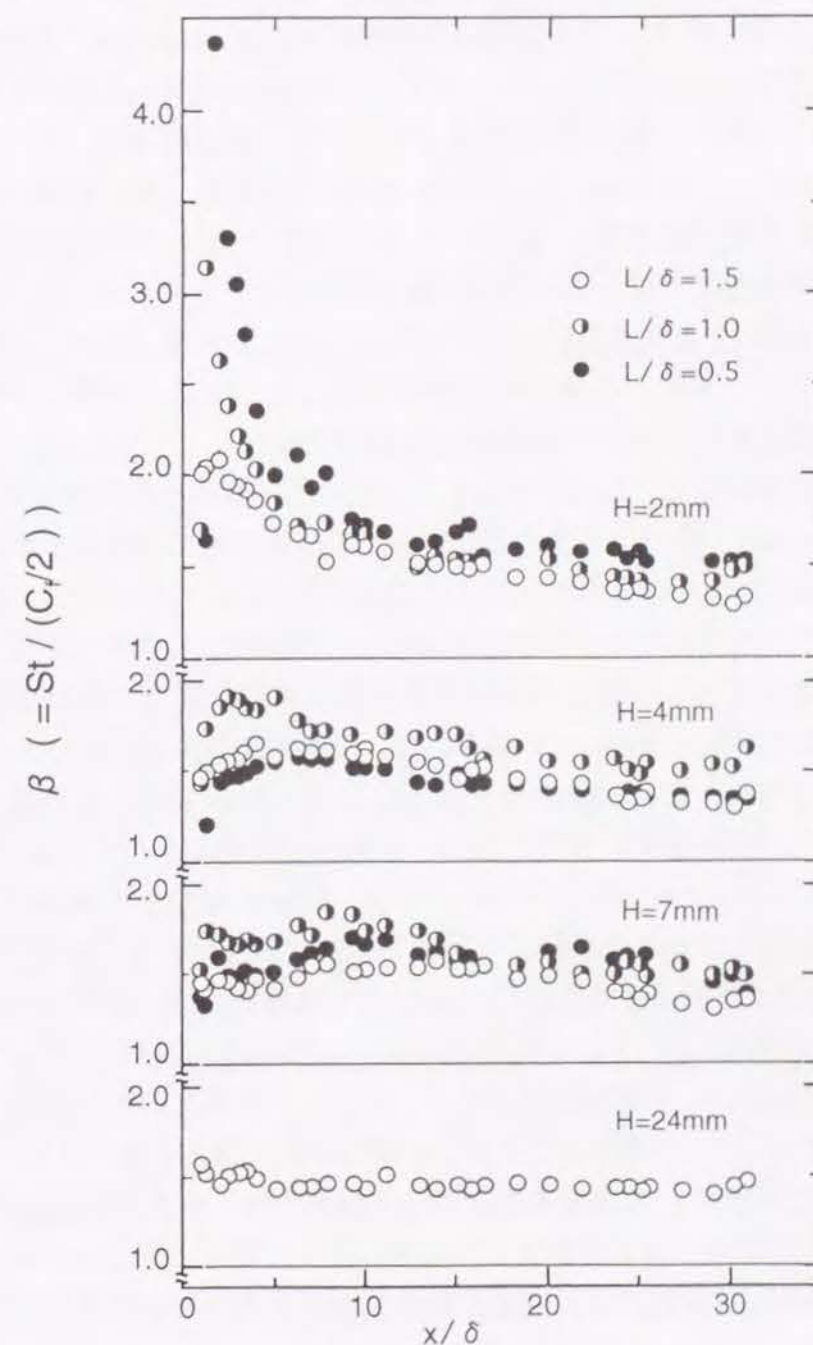


図3. 3 LEBU 板を挿入する流れ場における局所相似性パラメータの分布

3. 5 平均速度場と平均温度場

図3. 4～図3. 7にLEBU板の下流位置における平均速度 U の y 方向分布を示した。この結果に準拠して、LEBU板の挿入が平均速度場にどのように影響するかを検討する。測定は壁面において得られる熱伝達率 h および壁面摩擦係数 C_f の低下がともに最も顕著であった場合と、LEBU板を境界層の比較的外側近くに挿入した場合について行った。すなわち、図3. 4、図3. 5には、それぞれ長さの異なる2種類のLEBU板 ($L/\delta=0.5, 1.5$) を挿入高さ $H=4\text{mm}$ ($H/\delta=0.14$) の位置に挿入した結果を、また、図3. 6、図3. 7には各長さのLEBU板を $H=21\text{mm}$ ($H/\delta=0.75$) に挿入した場合の結果を示している。測定断面は、短いLEBU板については $x/\delta=1.0, 2.0, 4.0, 7.0, 15.0, 28.9$ の6断面、長いLEBU板についてはそのうちの最上流位置を除く5断面である。なお、比較のためにLEBU板を挿入しない場合の同一断面で得られた結果を●印でプロットしてある。図において横軸は測定した速度 U を主流速度 U_e で無次元化して示してある。なお、 $y=0$ の図の横軸線上にあるプロットは、 C_f を求める際に使用したプレストン管によって得られた測定値を主流速度 U_e で除した値を示したものである。

図3. 4(a)においては、LEBU板のすぐ下流の速度分布に注目すると、LEBU板の挿入高さ ($y=4\text{mm}$) を中心とする領域において速度分布の明白なくぼみが認められ、それは下流に向かうにしたがって y の正負方向に広がりながら浅くなる様子が見て取れる。この速度分布のくぼみはやがて ($x/\delta=4.0$) 壁面へと到達するが、このために生じる速度の低下が壁面摩擦係数の低下を引き起こす直接の原因と考えられる。挿入高さが低い $H=4\text{mm}$ の場合には、平均速度場は $x/\delta=15.0$ ではほぼ回復している。この分布と長いLEBU板を同じ位置 $H=4\text{mm}$ に挿入した図3. 5の結果を見比べると、平均速度に及ぼすLEBU板長さの影響は小さく、とくに $x/\delta \geq 7.0$ ではその影響がほとんど見られない。なお、LEBU板のすぐ下流位置においては長いLEBU板の方が速度欠損が若干大きい。これは同じ x/δ の位置においても両者の間で L/δ が相違する分だけLEBU板下流端から測定断面までの距離 ($(x-L)/\delta$ の値) が異なっていて、LEBU板に近いほど速度欠損が大きいことによる。

設置高さが $H=21\text{mm}$ の場合の図3. 6、図3. 7を見比べても両者の分布は類似していて、やはり L の影響は小さいことが分かる。挿入位置のすぐ下流では $H=4\text{mm}$ の場合と同様に、速度分布のくぼみが認められ、それが下流に向かうにつれて y の正負方向に広がる様子が見て取れる。あまり明りょうでないが、生じた速度分布のくぼみは $x/\delta > 15.0$ で壁面に到達するようであり、やはり同じ位置で摩擦係数が低下することと対応している。

図3. 8に図3. 7と同じ条件で測定された平均温度分布を例示する。比較のため

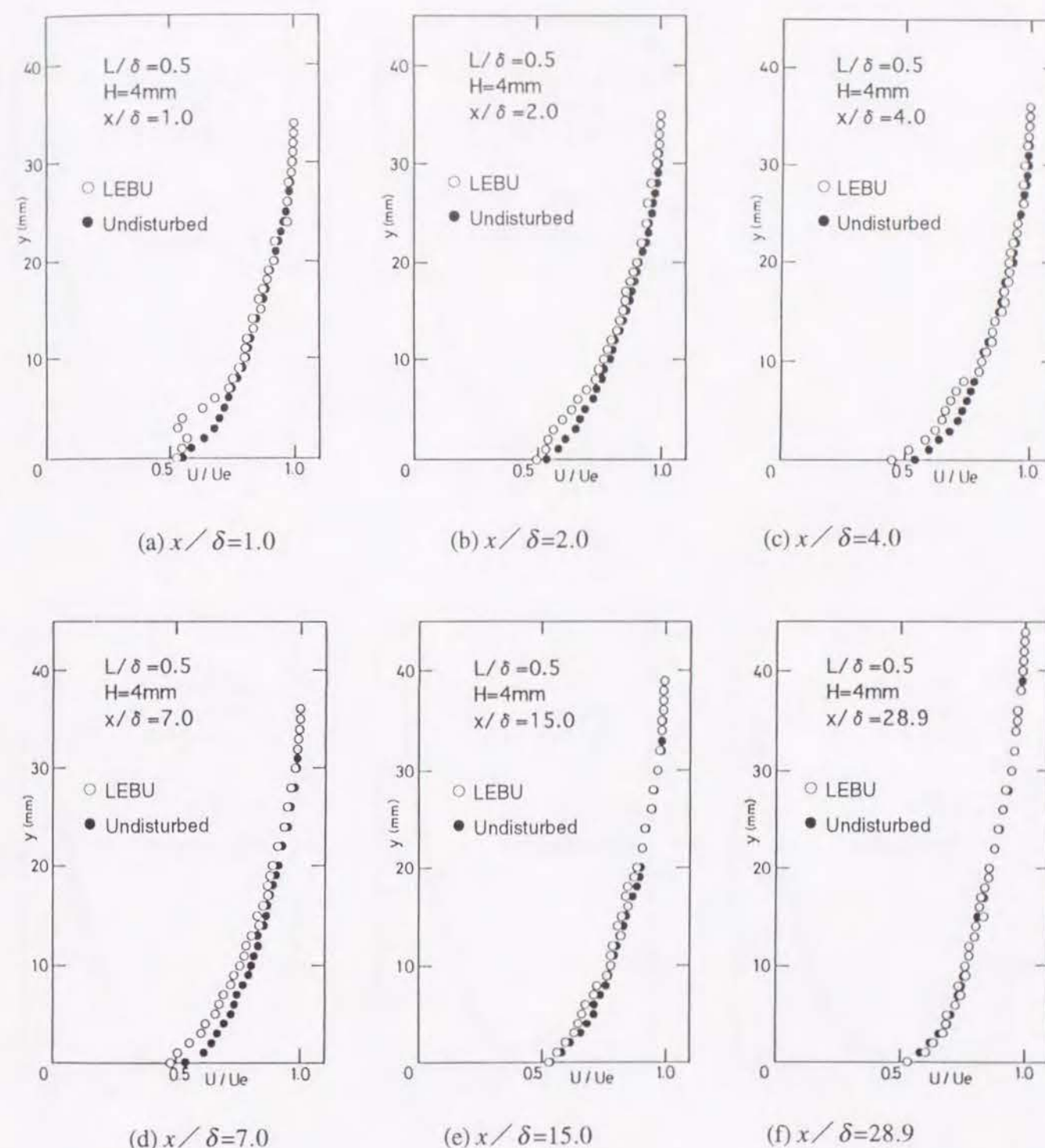


図3. 4 平均速度の y 方向分布 (LEBU板, $L/\delta=0.5$, $H=4\text{mm}$)

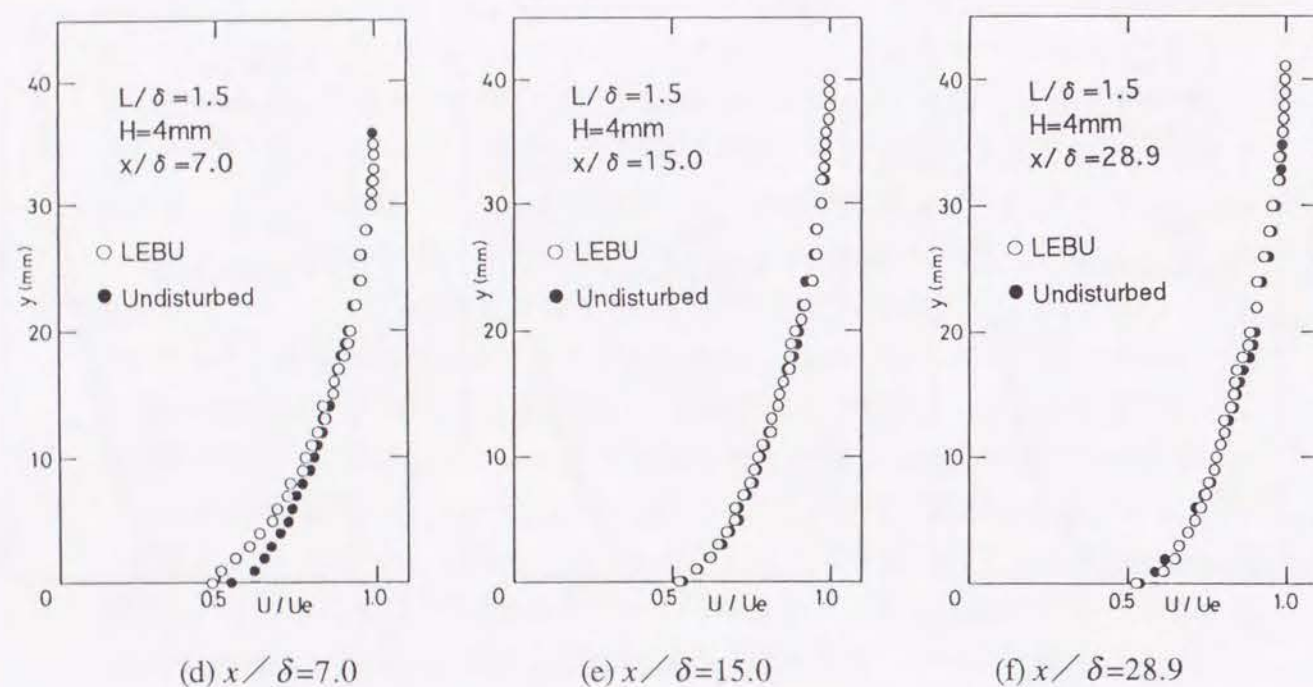
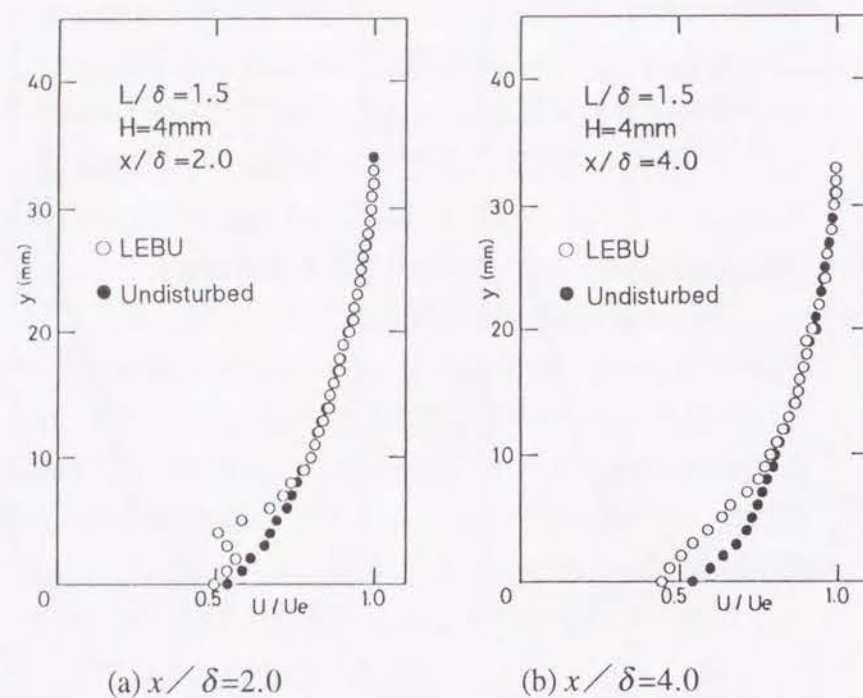


図 3. 5 平均速度の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=1.5$, $H=4\text{mm}$)

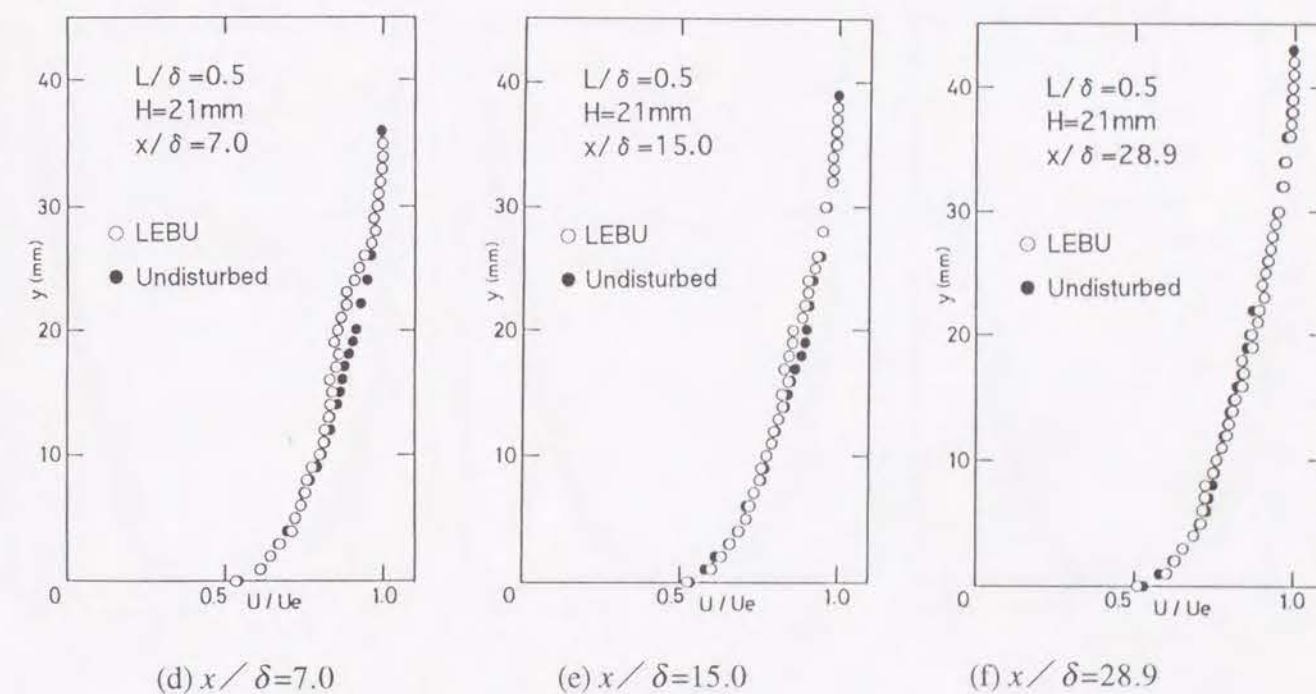
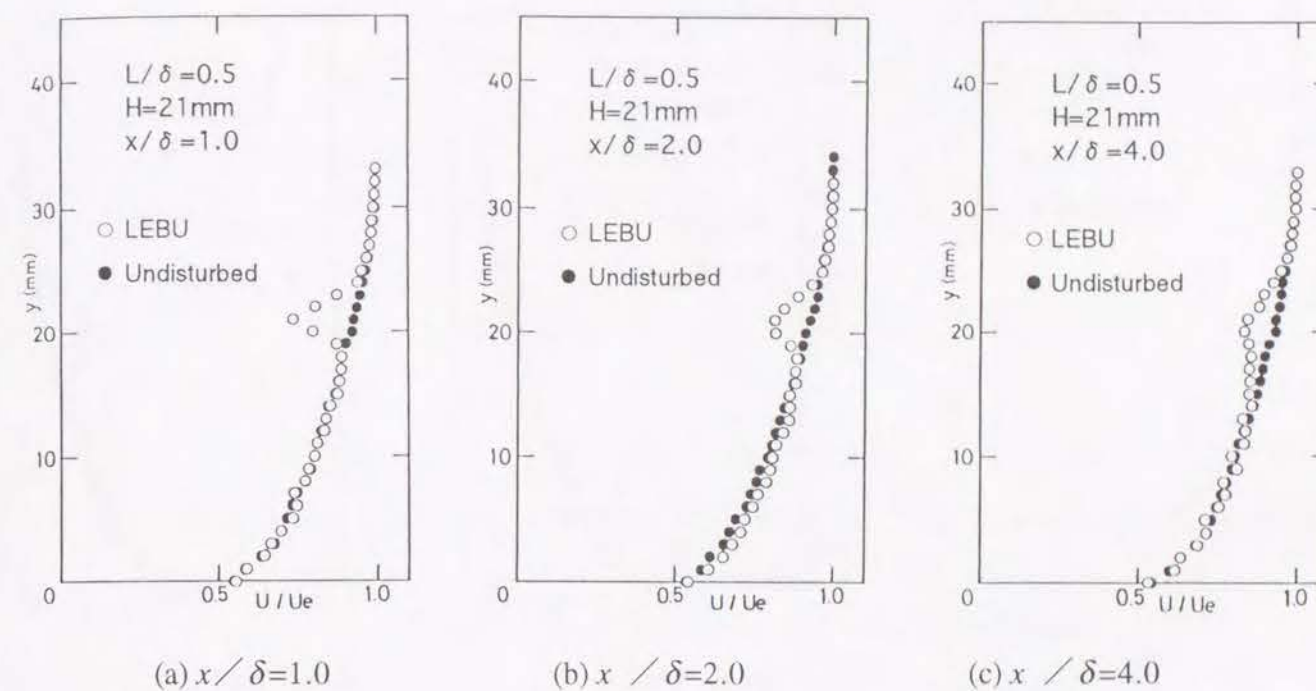
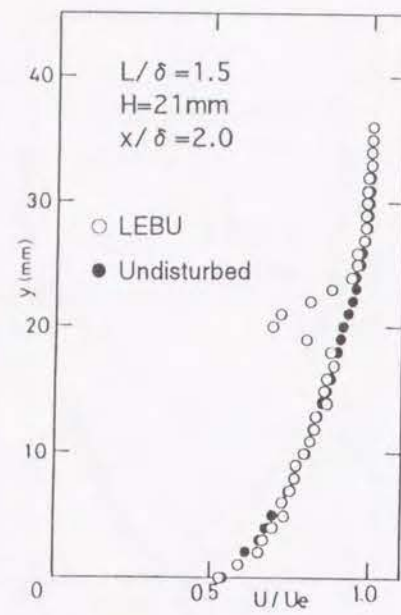
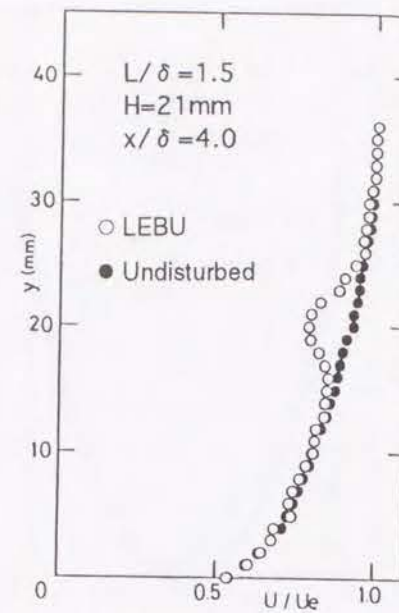


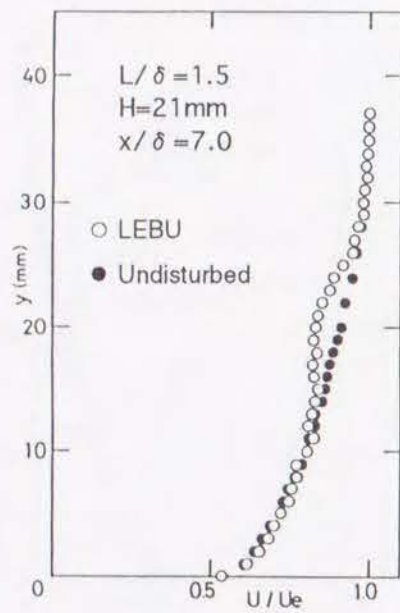
図 3. 6 平均速度の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=0.5$, $H=21\text{mm}$)



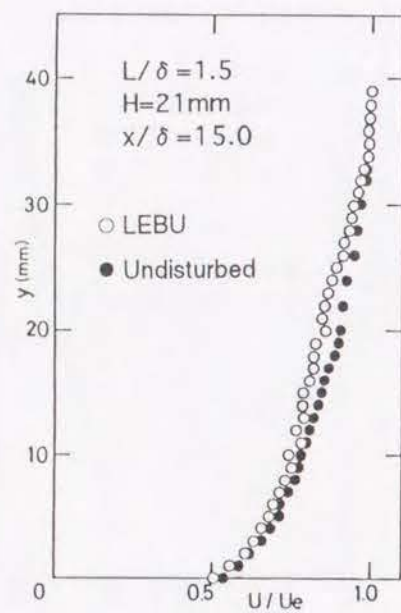
(a) $x/\delta=2.0$



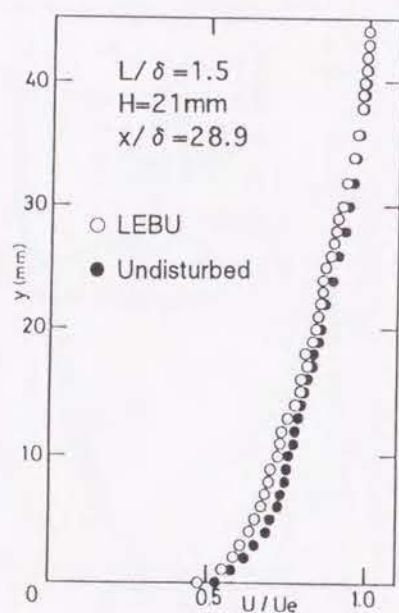
(b) $x/\delta=4.0$



(d) $x/\delta=7.0$

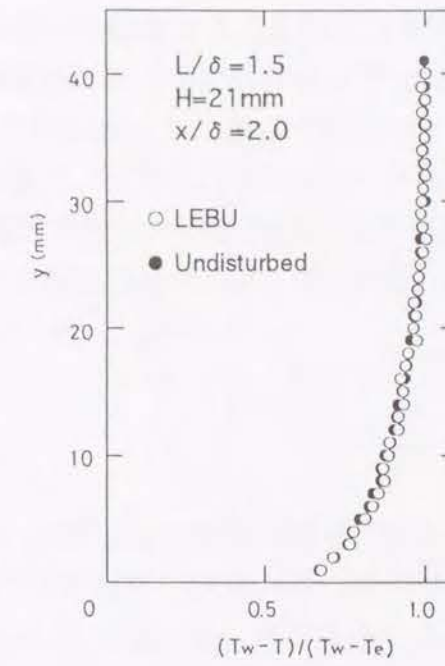


(e) $x/\delta=15.0$

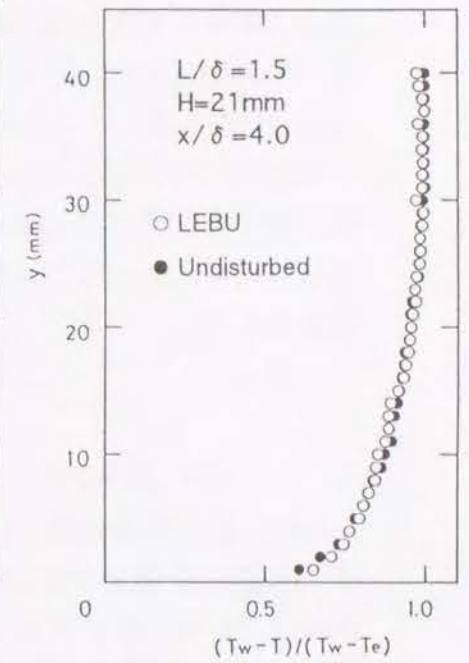


(f) $x/\delta=28.9$

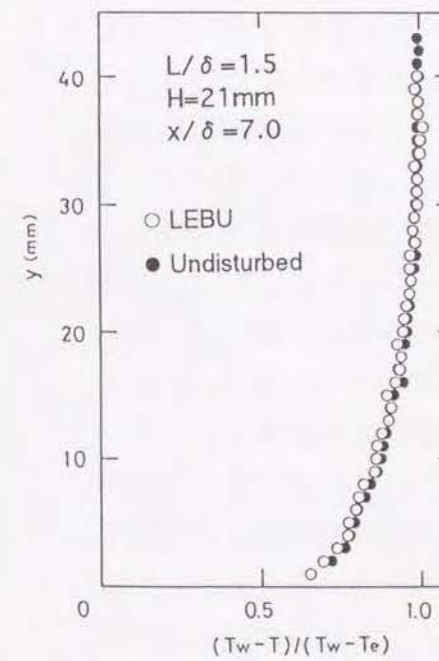
図 3. 7 平均速度の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=1.5$, $H=21\text{mm}$)



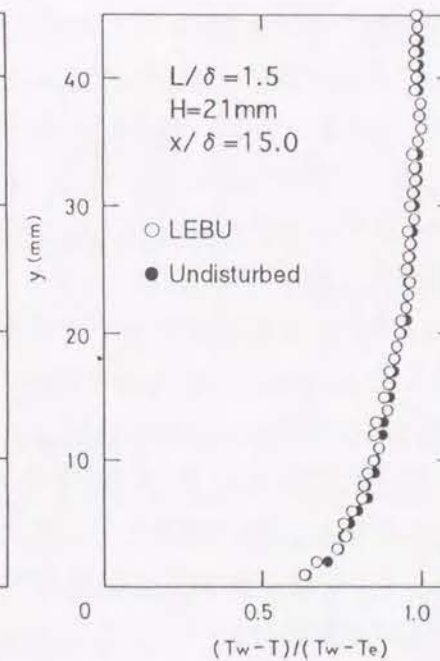
(a) $x/\delta=2.0$



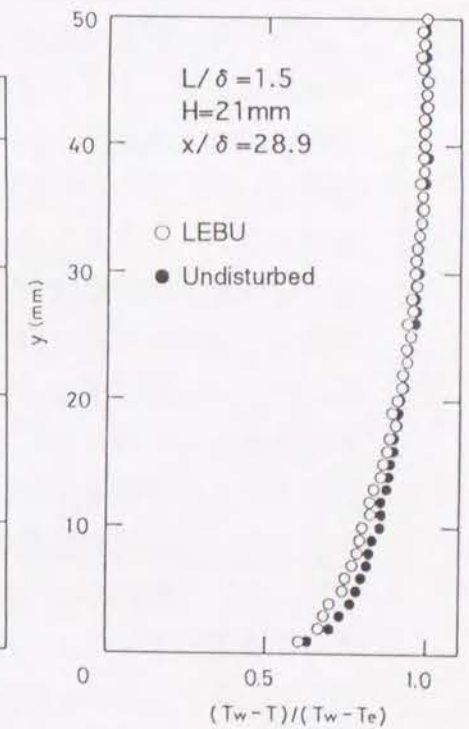
(b) $x/\delta=4.0$



(d) $x/\delta=7.0$



(e) $x/\delta=15.0$



(f) $x/\delta=28.9$

図 3. 8 平均温度の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=1.5$, $H=21\text{mm}$)

め同一断面で測定した LEBU 板を挿入しない場合の結果を●印でプロットしてある。図より、LEBU 板を挿入しても平均温度の分布には速度場で見られたようなくばみは存在しない。これは LEBU 板を加熱していないので、流体との温度差が生じていないためである。Suzuki ら⁽¹¹⁾は、円柱を挿入した場合の伝熱実験において、挿入物体を加熱しないことの全体の非相似性に及ぼす影響が大きいことを報告している。よって、LEBU 板の場合にも非加熱の影響はさほど大きくないものと推定される。

3. 6 乱れ場の特性

LEBU 板下流域の流れ場の構造を明らかにする目的で、X 型熱線プローブを用いて 2 方向変動速度の測定を行った。この検討の主目的は円柱を挿入した場合⁽¹¹⁾との相違点を明らかにすることにあるので、測定は C_f と h の低下が顕著に認められる場合についてのみ行った。すなわち、 $L/\delta=0.5$ の LEBU 板を高さ $H=4\text{mm}$ ($H/\delta=0.14$) に挿入した場合の結果について考察する。

図 3. 9, 図 3. 10, 図 3. 11 に x 方向変動速度と y 方向変動速度それぞれの強度 u' と v' , および変動速度の相互相関(レイノルズせん断応力)の y 方向分布を示す。変動速度強度については主流速度 U_e を用いて、レイノルズせん断応力については $U_e^2/2$ を用いて規格化してある。なお、●印は何も挿入しない場合の平板境界層で得たデータを示している。いずれの図においても、 $x/\delta=28.9$ の位置のデータは、やや全体的に値は大きいものの、かく乱を与えない通常の平板乱流境界層中に認められる分布に近い分布形状を有している。いっぽう、 $x/\delta=1.0, 2.0, 4.0$ の位置のデータに注目すると、LEBU 板の後流に相当する位置の各量の分布には、先の平均速度分布で認められたものと同様の明確なひずみが認められる。図 3. 9 および図 3. 10 を見ると、LEBU 板の後流では乱れ強度は大きくピーク値を示しているものの、この乱れ強度の増加は円柱を挿入した場合のそれ⁽¹¹⁾に比べるとかなり弱い。また、後流部分の乱れが平板近傍に到達して、その部分の乱れ強度を増強させるには至っていない。むしろ、平板近傍の乱れ強度は LEBU 板の挿入によって低下している。とくに、壁近傍の乱れ強度について注目すると、それらは熱伝達率が低下する流れ方向位置において低下している。平板近傍の乱れ強度と熱伝達率の大小との間には相関があると考えられる^{(15)~(17)}から、LEBU 板下流域の熱伝達率の低下は、この平板近傍における乱れ強度の低下に起因するものと推察される。また、図 3. 11 のレイノルズ応力分布においても壁近傍における値が低下している。このことは、壁方向への運動量輸送が抑制されていることを示していて、LEBU 板下

流域の摩擦係数の低下に強く関係しているものと推察される。

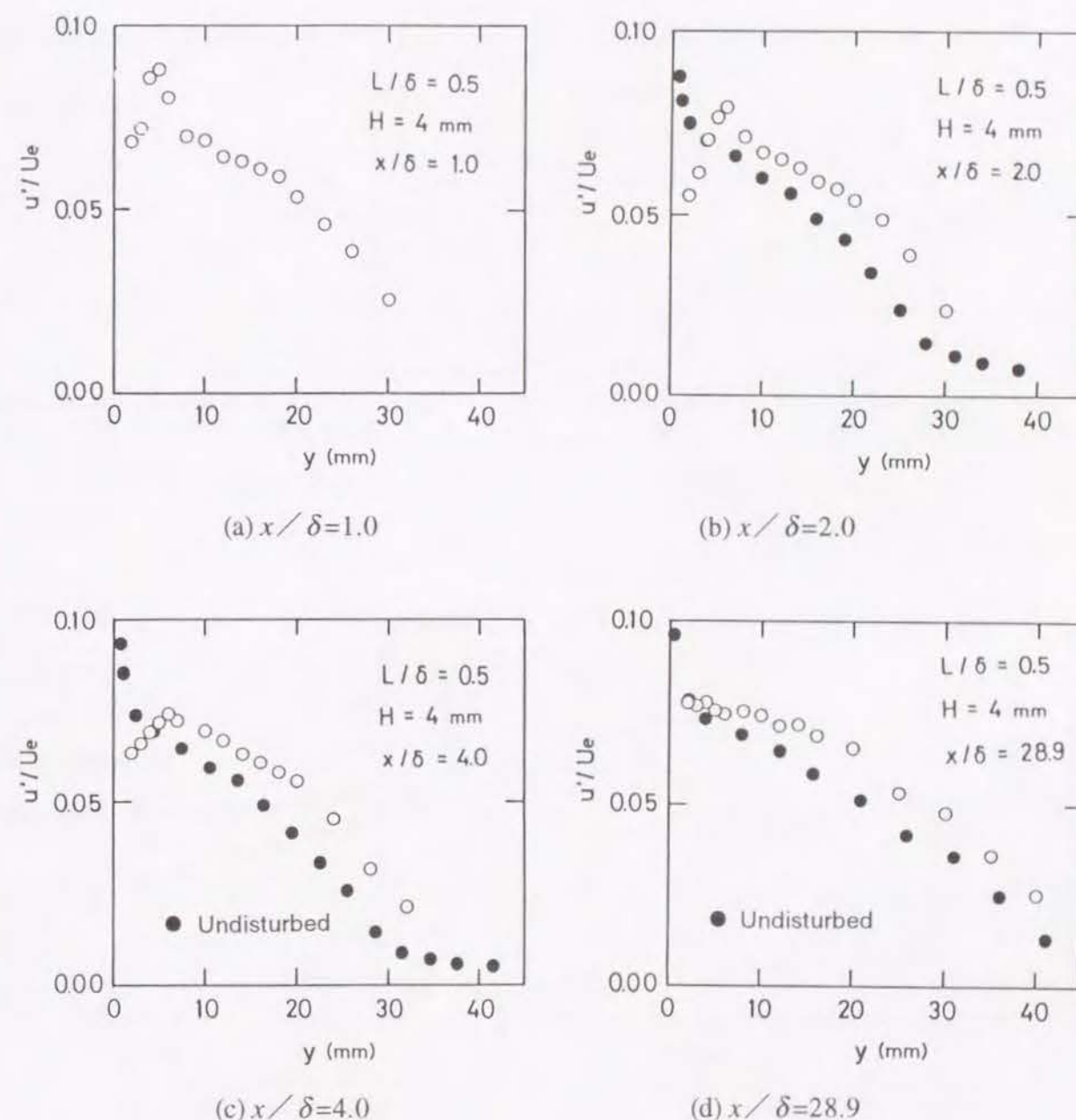
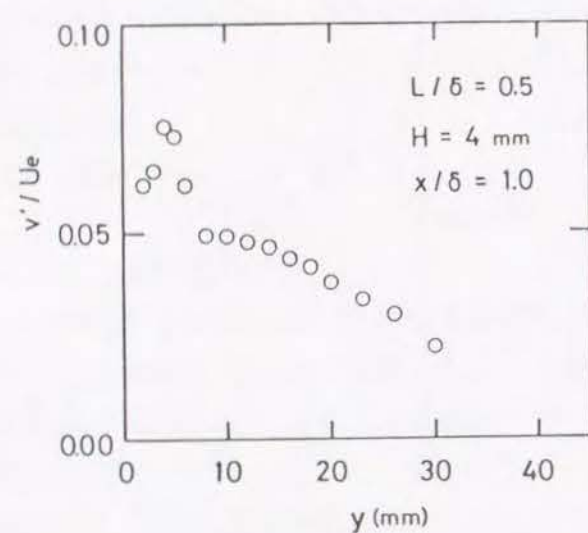
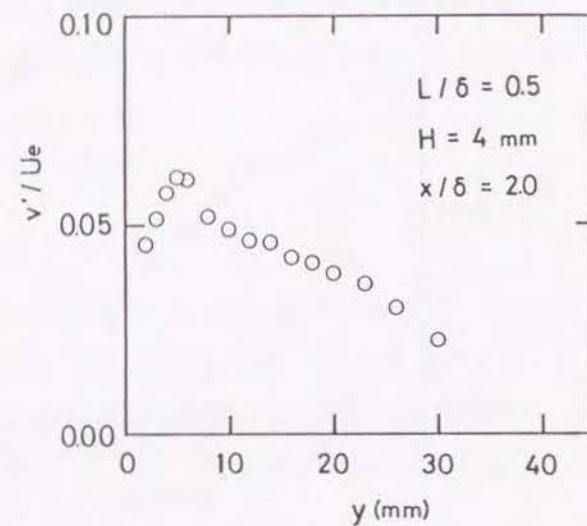


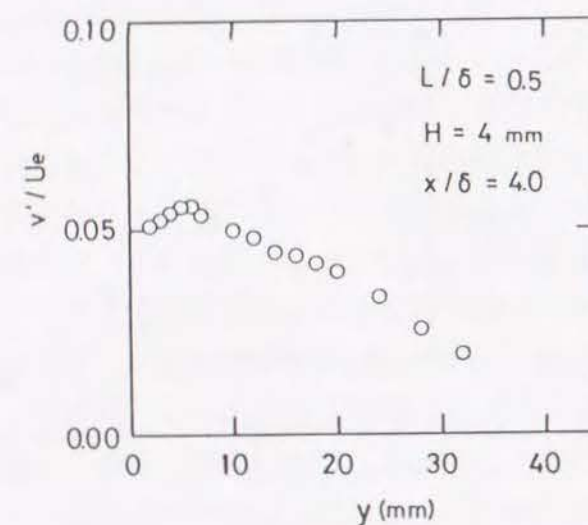
図 3. 9 変動速度強度 u' の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=0.5$, $H=4\text{mm}$)



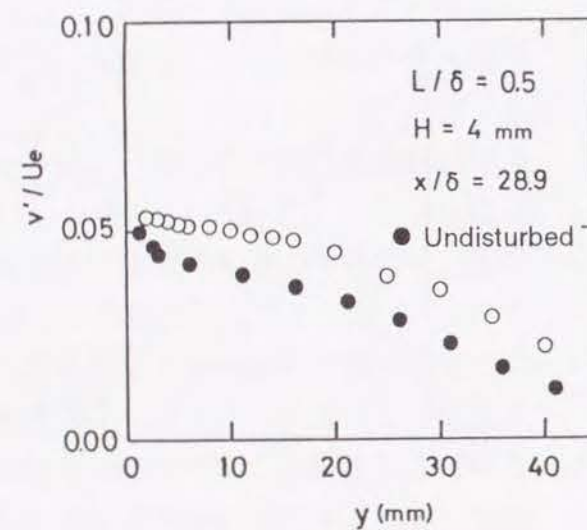
(a) $x/\delta = 1.0$



(b) $x/\delta = 2.0$

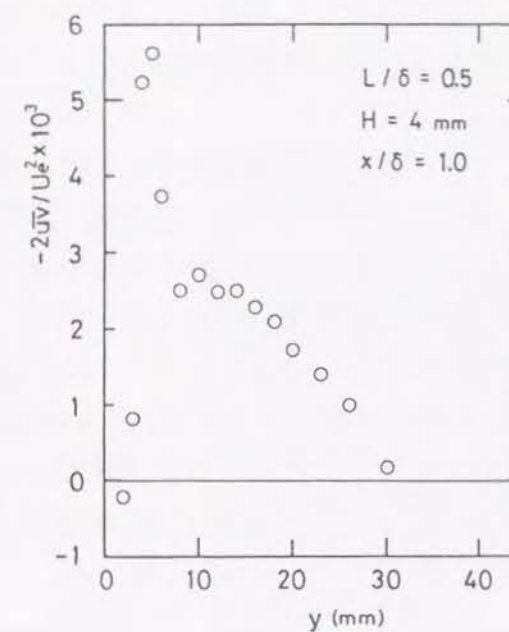


(c) $x/\delta = 4.0$

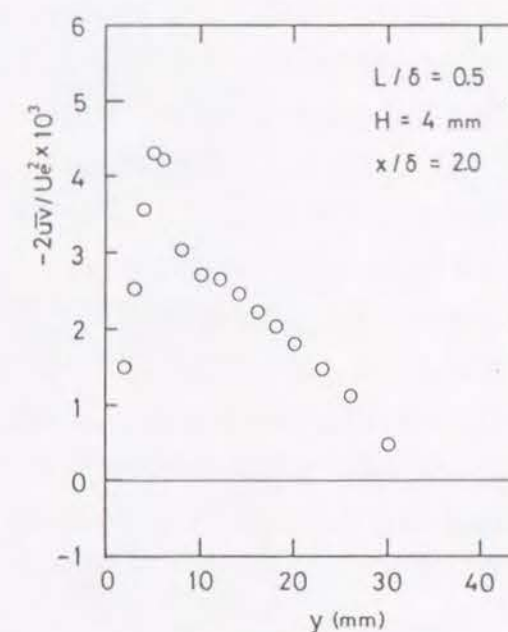


(d) $x/\delta = 28.9$

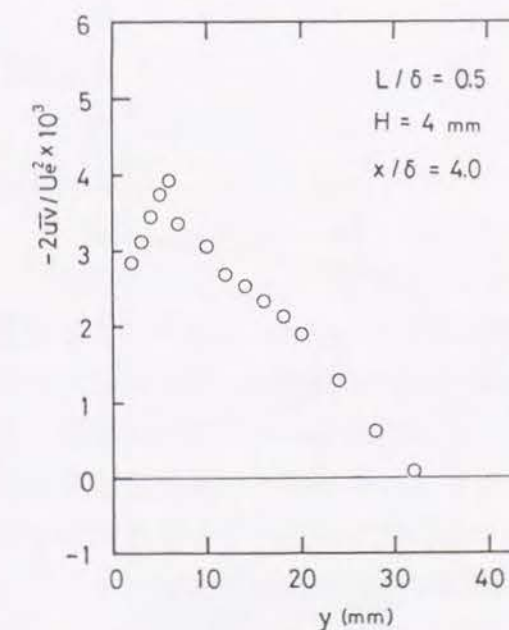
図 3. 1 0 変動速度強度 v' の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=0.5$, $H=4\text{mm}$)



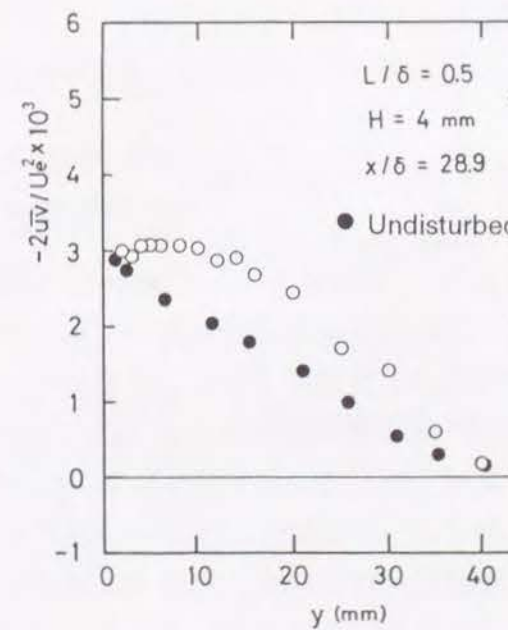
(a) $x/\delta = 1.0$



(b) $x/\delta = 2.0$



(c) $x/\delta = 4.0$



(d) $x/\delta = 28.9$

図 3. 1 1 レイノルズせん断応力の y 方向分布 (LEBU 板, $L/\delta=0.5$, $H=4\text{mm}$)

3. 7 象限分析法

本節では、得られた変動速度の信号に Lu ら⁽¹⁸⁾ が提案した象限分析法を応用して、壁近傍の乱れの組織的構造と関連する流体要素運動が LEBU 板の挿入によりどのように変化するかを検討する。

Lu らの提案した象限分析法は、毎回サンプリングする変動速度信号を変動速度成分 u , v の符号によって $u-v$ 平面内の四つの象限に分けて収録し、各象限に属するそれぞれのタイプの流体運動のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ に対する寄与の大きさを論じるものである。図 3. 1 2 に象限分けの概要と各流体運動の名称を示す。図において、濃い陰影を付した領域は Hole と呼ばれる第 5 の象限であり、 $|uv| \leq Th$ に属するデータは意味の薄い弱い運動として考察対象から除外する。すなわち、これは $-\overline{uv}$ の大きさに対してしきい値 Th を設定することに相当する。本章では、Lu らの方法と同様に、しきい値 Th を乱れ強さ u' , v' を用いて規格化した無次元しきい値パラメータ（ホール寸法パラメータ） H' を次式により定義して用いる。

$$H' = Th / u'v' \quad (3-2)$$

これにより、第 i 象限からの寄与を表す条件付き平均 $\widetilde{uv}_i(H')$ は次式により定義する。

$$\widetilde{uv}_i(H') = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t, H') dt \quad (3-3)$$

$$I_i(t, H') = \begin{cases} 1: |u(t)v(t)| > H'u'v' \\ 0: \text{Otherwise} \end{cases} \quad (3-4)$$

ここで、 t は時間を、 T はデータ収録時間を表している。

通常の乱流境界層においては、流体の要素運動のうち、図 3. 1 3 に示す 2 種類の運動が支配的である。すなわち、高速流体の壁方向への運動 A（スイープ）と低速流体の境界層外方への運動 B（エジェクション）である。これらの流体運動は乱流せん断応力 $-\overline{uv}$ への寄与分 $-\overline{uv}$ の符号が正であって、壁方向への運動量輸送を促進する。いっぽう、壁面が加熱されている場合には、壁から遠ざかるほど流体の温度は低くなるので、運動 A は低温、運動 B は高温である可能性が高い。よって、これらの流体運動により生じる $v\theta$ の符号は乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ に正の寄与をする符号を持つことになり、熱輸送にも正の寄与を示す。このように、スイープとエジェクション運動が活発化することによって、同時に乱流伝熱特性も良好となるので、それらは本質的に相似性を発現する乱流運動である。

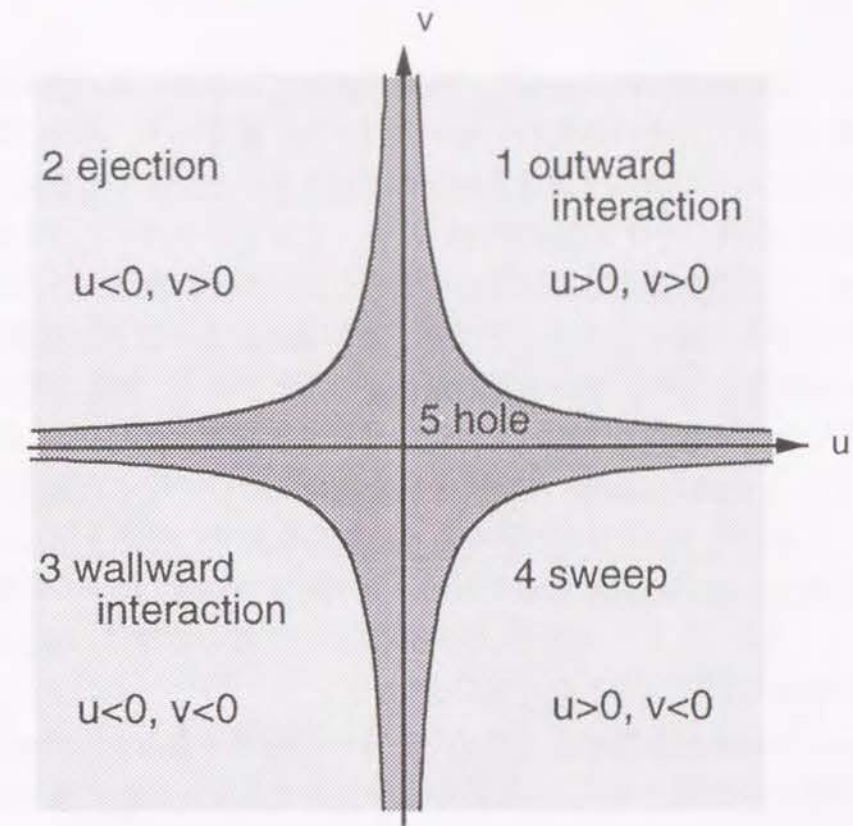


図 3. 1 2 象限分析法の概要と流体運動の名称

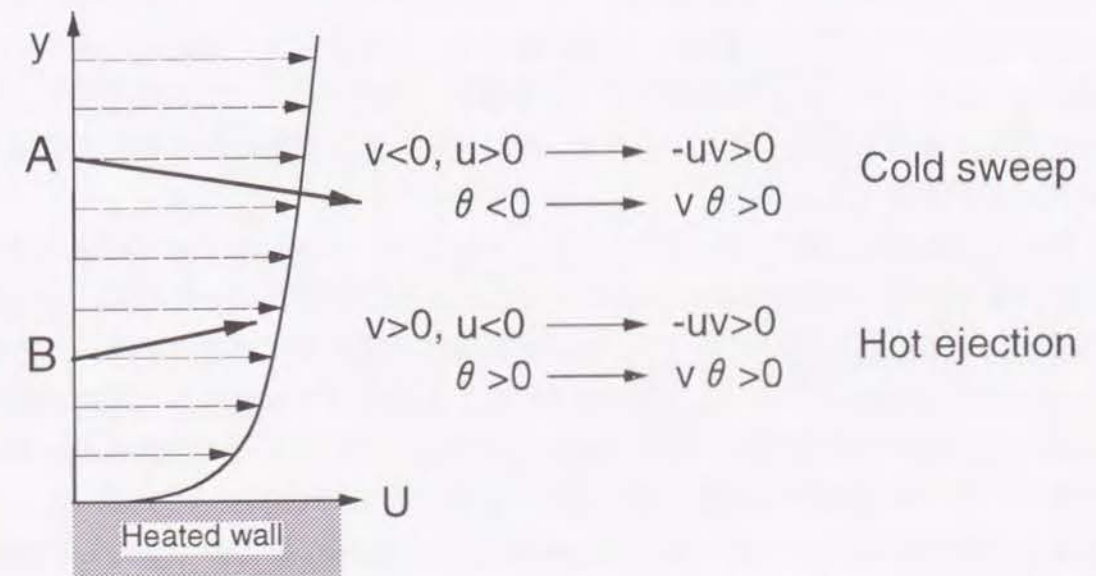


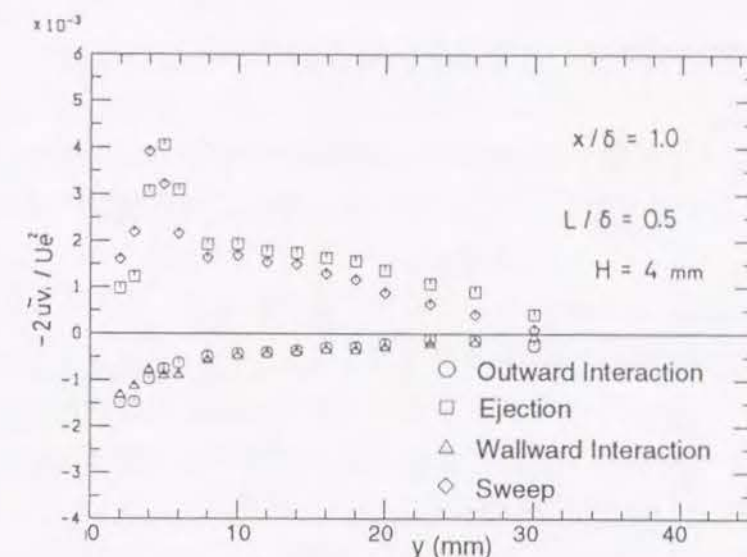
図 3. 1 3 乱流境界層における流体要素運動

文献(11)の詳細な検討によると、円柱を挿入した場合には、壁近傍の流体要素運動が影響を受けて、その特性の一部が変化する。すなわち、流体運動のうち、乱流せん断応力には正の寄与(運動量輸送の促進)を示し、かつ乱流熱流束にも正の寄与(熱輸送の促進)をする確率が高いエジェクションやスイープも増強されるが、それにも増して、運動量輸送には負の寄与をし、しかし熱輸送には正の寄与をする確率が高い外向きと壁向きのインタラクション運動がより顕著に増強を受ける。この結果、伝熱促進と同時に壁への運動量輸送の抑制が生じ、熱伝達率の向上と同時に摩擦係数の低下が起こり、強い非相似性が発現することが明らかになっている。

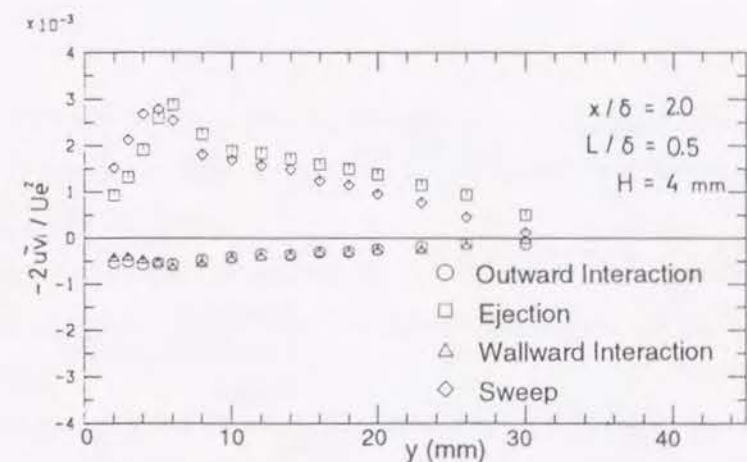
図3. 14 (a)~(d)に LEBU 板を挿入した場合に対して行った象限分析の結果を示す。これらの図は x/δ の値が異なる4箇所の位置での結果を示しており、各象限からの乱流せん断応力に対する寄与の y 方向分布を示す。ホール寸法パラメータ H は零としてある。これらのうち、 $x/\delta=28.9$ の位置の結果は、LEBU 板を挿入したことの影響からほぼ回復した状況に近い。

熱伝達率と壁面摩擦係数がともに低下していた領域である $x/\delta=2.0, 4.0$ の位置の壁近傍の結果に注目する。この位置のインタラクション運動の寄与は $x/\delta=28.9$ のそれと大きな違いがない。これに対して、エジェクションとスイープの壁近傍での寄与は著しく低い値をとる。すなわち、LEBU 板を挿入する場合にも、壁近傍の流体要素運動はその影響を受けて、乱流特性の一部が変化する。しかしながら、その変化は円柱の場合⁽¹¹⁾とは違っていて、非相似性を作り出すインタラクション運動には変化が生じず、その代わりに相似性をもたらすエジェクションとスイープが選択的に弱められ、このために若干の非相似性が強化される。このことから、乱れ強度と乱流せん断応力がともに低下し、熱伝達率と壁面摩擦係数もともに低下していたことが説明できる。

なお、LEBU 板の後流部に注目すると、エジェクションとスイープの寄与は増大しているが、インタラクションの寄与は他の y 方向位置のデータと同様に LEBU 板の挿入による影響を受けていない。先に平板近傍の乱れ強度が増大しないことが熱伝達の低下につながっていると述べたが、たとえ後流部の増強された乱れ強度が壁近傍に達していたとしても、主としてエジェクションとスイープの寄与が増大したはずであり、非相似性の発現にはつながらなかったはずである。したがって、それによって熱伝達の増進が生じていたとすれば C_f の増大も生じたであろうと推察される。このことから、非相似性のあり方を理解するためには、単に壁近傍の乱れ強度の増減を観察するにとどまらず、組織的構造と関連する各要素運動の増強の有無に注目した検討を施すことが極めて重要であることが改めて結論される。

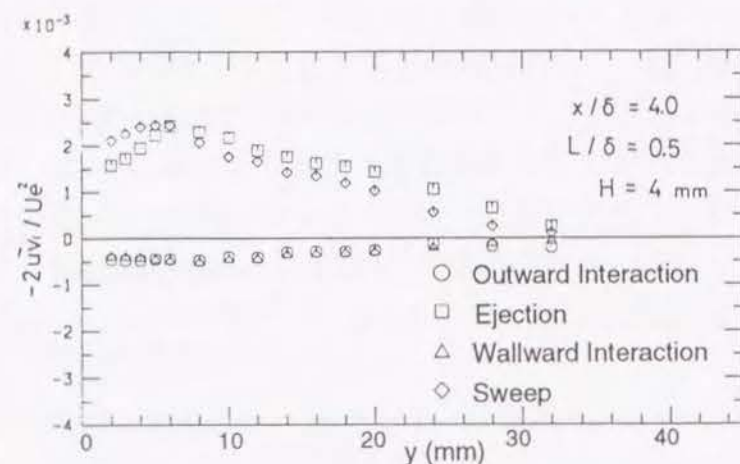


(a) $x/\delta=1.0$

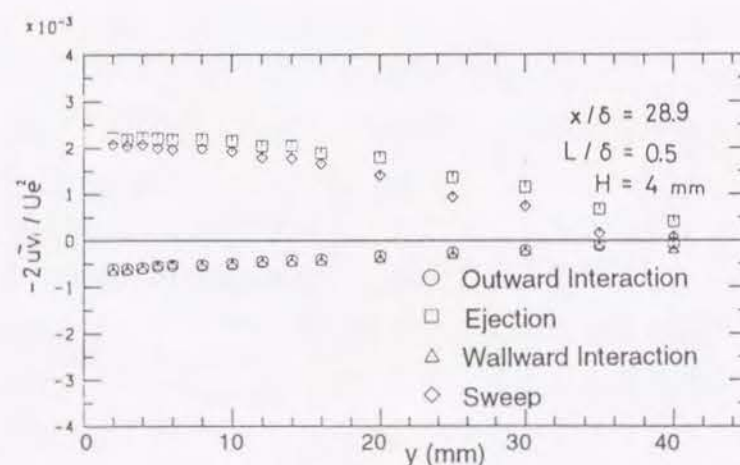


(b) $x/\delta=2.0$

図3. 14 乱流せん断応力に対する各象限からの寄与の y 方向分布(LEBU 板)



(c) $x/\delta = 4.0$



(d) $x/\delta = 28.9$

図3. 14 乱流せん断応力に対する各象限からの寄与の y 方向分布(LEBU 板)

3. 8 結言

平板乱流境界層内に LEBU 板を挿入した場合に対して、局所壁面摩擦係数、局所壁面熱伝達率、平均速度、平均温度を測定し、また記録された2方向速度変動信号を処理して、乱れ強度とレイノルズ応力の分布を求め、また速度信号に象限分析法を応用して乱れの組織的構造を構成する各流体要素運動の運動量輸送への寄与の大小を検討した。その結果、次のことが明らかとなった。

- (1) 摩擦係数の低下に有効で形状抗力の小さい LEBU 板の挿入は、円柱を挿入する場合のように顕著な非相似性をもたらさず、平板熱伝達率の低下を引き起こす。
- (2) 熱伝達率の低下は、乱れの統計的性質の上から見ると、LEBU 板後流内の乱れ強度の増大の程度が小さいうえに、その平板近傍への到達が有効に生じず、平板近傍における乱れ強度が低下することによっている。
- (3) この熱伝達率の低下は、乱流運動の組織的構造の観点からすると、ともに相似性をもたらすエジェクションとスイープの寄与の低下に対応しており、熱伝達率も摩擦係数とともに低下する事実とよく合致する。なお、LEBU 板後流内の乱れ強度の増大は、スイープとエジェクションの寄与の増強によっているので、その乱れが平板近傍に有効に到達していたとしても、非相似性が顕著に発現されることはなかったと推定される。

参考文献

- (1) A. M. Savill and J. C. Mumford, Manipulation of Turbulent Boundary Layers by Outer-layer Devices: Skin-friction and Flow-visualization Results, J. Fluid Mech., Vol. 191, 1988, pp.389-418.
- (2) V. D. Nguyen, A. M. Savil and R. V. Westphal, Skin Friction Measurements Following Manipulation of a Turbulent Boundary Layer, AIAA J., Vol. 25, 1987, pp.498-500.
- (3) J. B. Anders and R. D. Watson, Airfoil Large-eddy Breakup Devices for Turbulent Drag Reduction, AIAA-85-0520, AIAA Shear Flow Conference, 1985.
- (4) H. Klein and R. Friedrich, Large-eddy Simulation of Manipulated Boundary Layer Channel Flows, Turbulence Control by Passive Means, ed. by E. Coustols, Kluwer Academic Publishers, 1990, pp.41-65.
- (5) H. Klein and R. Friedrich, Manipulating Large-scale Turbulence in a Channel and a Boundary Layer, Proc. of 7th Symp. Turbulent Shear Flows, 1989, pp.25.4.1-

- (6) C. Tenaud, J. Lemay, J. P. Bonnet and J. Deville, Balance of Turbulent Kinetic Energy Downstream a Single Flat Plate Manipulator: Comparisons Between Detailed Experiments and Modelling, *Turbulence Control by Passive Means*, ed. by E. Coustols, Kluwer Academic Publishers, 1990, pp.1-21.
- (7) J. Lemay, J. P. Bonnet and J. Deville, Experimental Testing of Diffusion Models in a Manipulated Turbulent Boundary Layer, *AIAA 94-2348*, 1994.
- (8) J. Lemay, A. M. Savill, J. P. Bonnet and J. Deville, Some Similarities Between Turbulent Boundary Layers Manipulated by Thin and Thick Flat Plate Manipulators, *Turbulent Shear Flows 6*, 1989, pp.179-193.
- (9) N. Tuigui and Y. G. Guezennec, Heat Transfer Reduction in Manipulated Turbulent Boundary Layers, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.11, No.3, 1990, pp.214-219.
- (10) E. Marumo, K. Suzuki and T. Sato, Turbulent Heat Transfer in a Flat Plate Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 6-4, 1985, pp.241-248.
- (11) H. Suzuki, K. Suzuki and T. Sato, Dissimilarity Between Heat and Momentum Transfer in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, 1988, pp. 259-265.
- (12) T. Karman, The Analogy Between Fluid Friction and Heat Transfer, *Trans. ASME*, Vol. 61-11, 1939, pp.705-710.
- (13) A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, Wiley-interscience Publications, 1984, pp.251.
- (14) S. W. Chi and D. B. Spalding, Influence of Temperature Ratio on Heat Transfer to a Flat Plate Through a Turbulent Boundary Layer in Air., *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 2, 1966, pp.41-49.
- (15) 康倫明・鈴木健二郎, 管内噴流熱伝達の数値解析, 日本機械学科論文集B編, 48巻425号, 1982, pp.122-131.
- (16) 鈴木健二郎・須賀一彦・押川祐士・李忠求, 環状流を伴う乱流に対する実験と数値解析, 日本機械学会論文集B編, 53巻496号, 1987, pp.3639-3647.
- (17) 川口靖夫・飯田利昭・鈴木健二郎・佐藤俊, 円柱によりかく乱を受ける乱流境界層 (第2報), 第20回日本伝熱シンポジウム論集, 1983, pp.40-42.
- (18) S. S. Lu and W. W. Willmarth, Measurements of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.* vol. 60, part 3, 1973, pp.481-511.

4. 1 緒言

本章では, 挿入物体の最適形状を探るための一つの方法として, また, 物体の挿入によって生じる熱輸送と運動量輸送の非相似性の発現メカニズムを解明するための基礎資料を提供する観点から, LEBU板の代わりに, 偏平柱およびスプリッタプレート付き角柱をそれぞれ乱流境界層中に挿入して行った実験結果について検討を加える。

以下ではまず, 偏平柱を挿入する場合について検討を加える。いずれの実験も, LEBU板と円柱の中間的形状となる挿入物体を想定して, 用いる偏平柱の形状を一連に変化させて行った。すなわち, 実験は偏平柱の断面積を一定に保ち, 厚さ d と流れ方向長さ l を変更する場合(シリーズ1)と, 厚さ d を固定して長さ l を変更する場合(シリーズ2)について行った。まず, 熱伝達率分布および壁面摩擦係数分布の測定結果から相似性パラメータ分布を求め, 発現する非相似性のあり方について整理する。続いて, 非相似性が顕著に変化するシリーズ2の偏平柱を挿入する場合に対して, 物体の挿入によって流れ場がいかに変化するか, とくに, 乱流の組織構造がLEBU板や円柱を挿入する場合のそれと異なるかどうかを検討する。

つぎに, スプリッタプレート付き角柱を挿入する場合について検討を施す。最初に, 角柱に付設するプレート長さを変更することによって, 角柱から発生するカルマン渦的な渦運動が制御できるかどうかを, 乱流信号のパワースペクトルを求めて判断する。続いて, 熱伝達率分布および壁面摩擦係数分布の測定結果から相似性パラメータ分布について整理し, それがいかなる流体要素運動の変化によってもたらされるかを検討する。さらに, その流体要素運動の変化がカルマン渦的な渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて, 乱流の時系列信号にウェーブレット解析を応用して検討する。

4. 2 偏平柱下流域の流動と伝熱特性

4. 2. 1 局所熱伝達率分布

まず, 厚さ d と流れ方向長さ l を共に変化させて, 断面積を一定に保った偏平柱を挿入したシリーズ1(物体の概要は図2.5を参照)の結果について検討する。図4.1に偏平度 l/d が異なる5種類の偏平柱を挿入して得た局所熱伝達率 h の x 方向分布をまとめて示す。縦軸の値は図3.2と同様に, 各流れ方向位置における

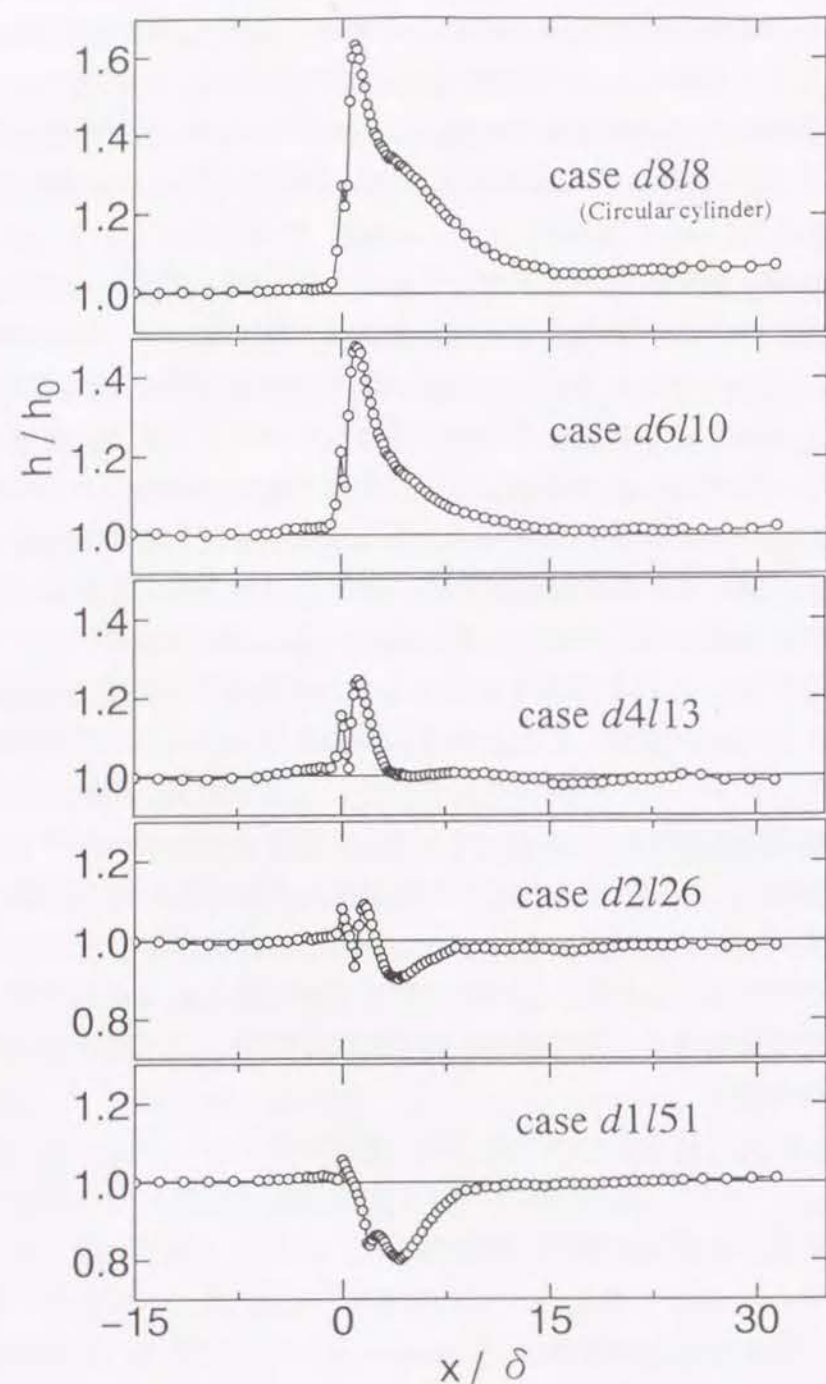


図4.1 流れ方向局所熱伝達率分布（偏平柱，シリーズ1）

測定値 h を何も挿入しない場合の同一位置での測定値 h_0 で規格化して示してある。図より、熱伝達率の分布は次の三つの特徴を持つことが分かる。

(1) 伝熱促進率 (h/h_0) の最大値および正味の伝熱促進量は円柱の場合が最も大きく、伝熱促進の観点からすると円柱(d8l8)が最適形状である。

(2) 伝熱促進率は挿入物体の偏平度の増加とともに単調に小さくなる傾向がある。この特徴と関連して、とくに、偏平度が d2l26 より大きくなると熱伝達率の低下領域が現われ、それが偏平度の増大とともに拡大する。d1l51 の場合の熱伝達率分布は LEBU 板のそれ（例えば図3. 2(d)参照）と類似した特徴を持つ。

(3) いずれの場合にも伝熱促進率は二つの極大値を持つ。この特徴は円柱を挿入して伝熱実験を行った藤田ら⁽¹⁾、鈴木ら⁽²⁾の結果の一部にも現われている。彼らの文献を参考にすると、その第1極大値は挿入物体の前縁で現われ、挿入物体と平板の間隙の入口で流れが加速されるために生じるものと推察される。第2極大値は挿入物体の後縁のすぐ下流位置に現われ、これは主として、挿入物体により与えられるかく乱によって増強された乱れが壁近傍に到達することの影響であると思われる。

つぎに、図4. 2に偏平柱の厚さを一定 ($d=6\text{mm}$) に保ち、その流れ方向長さ l を変更したシリーズ2の局所熱伝達率分布を示す。この場合にも、熱伝達率分布はシリーズ1と同じ特徴を持つ。すなわち、

(1) 円柱(d6l6)が伝熱促進上の最適形状であること、

(2) 物体の挿入による伝熱促進効果は偏平柱の長さの増加とともに小さくなること、が明りょうに見て取れる。ただし、シリーズ2では、最も長い偏平柱 d6l51 を用いた場合でも熱伝達率は低下しない。すなわち、シリーズ1の結果と相違して、全ての場合において伝熱促進が得られる。これは薄い LEBU 板を挿入する場合と大きく異なる特徴であって、挿入物体の厚さが壁面熱伝達率に影響を及ぼすことを示唆していて大変興味深い。

(3) 円柱を含め、いずれの場合も熱伝達率分布には極大値が二つ存在する。その第1極大値の大きさはいずれもほぼ等しい。これは流れの加速の程度が類似しているためと思われる。第2極大値は物体後端のすぐ下流に現われ、その大きさは物体が長くなるほど小さくなるが、先に述べたように伝熱劣化を生じるには至っていない。

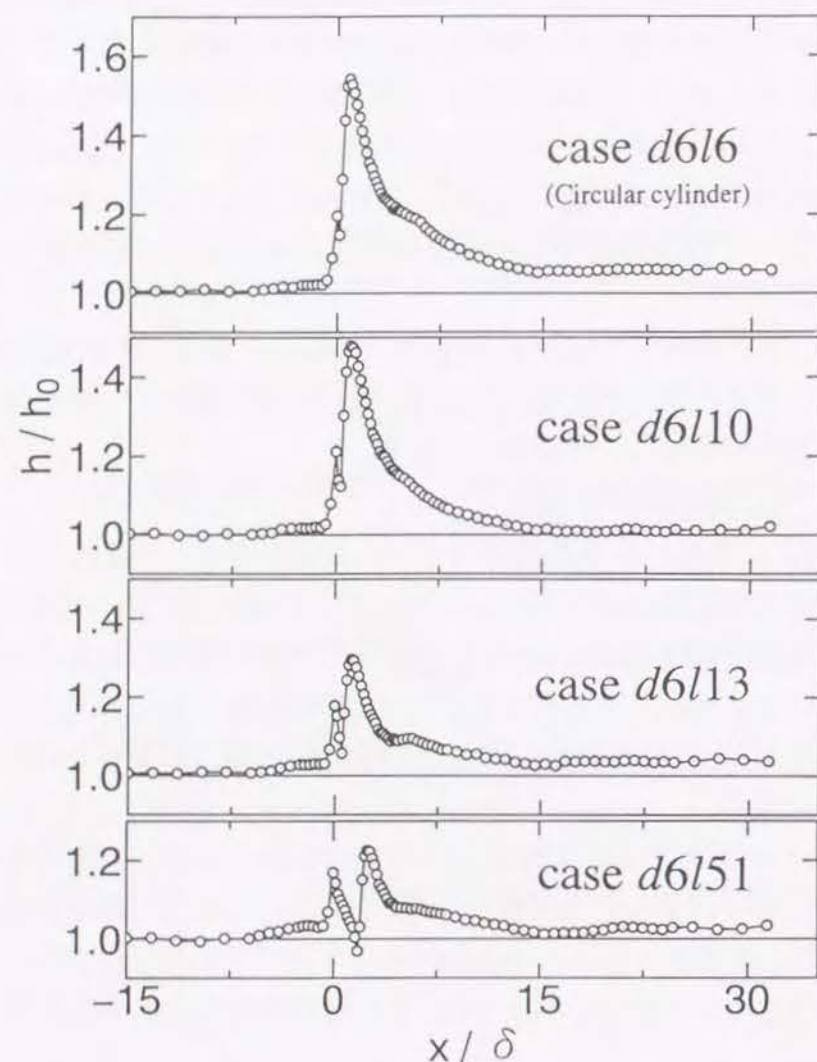


図4.2 局所熱伝達率分布（偏平柱，シリーズ2）

4.2.2 局所壁面摩擦係数分布

図4.3, 図4.4に, シリーズ1およびシリーズ2で得た壁面摩擦係数 C_f の x 方向分布をそれぞれまとめて示す. 縦軸の値は図3.1と同様に, 各流れ方向位置における測定値 C_f を何も挿入しない場合の同一位置での測定値 C_{f0} で規格化してある. まず, 図4.3のシリーズ1の結果について検討すると, 円柱(d8l8)を挿入した場合の結果が最も小さく, 円柱が壁面摩擦係数の低減に最も有効な形状であることが分かる. 円柱の場合には C_f/C_{f0} は後端近傍で極大値を持ち, その下流でわずかな極小値を示した後, 単調に増加していくが, 物体の挿入による C_f の低減効果は測定最終断面までの広い範囲にわたって存続する. 偏平柱の場合にも, 流れ方向の C_f/C_{f0} の変化様式は円柱のそれと類似しているが, C_f の低減効果の程度は, 先に見た熱伝達率分布とは違って, 物体の偏平度に対して必ずしも単調に変化しないことが特徴的である. 例えば, $x/\delta=10$ の位置の結果を見ると, 円柱から物体の偏平度を順に上げる諸物体(d8l8→d6l10→d4l13)では C_f/C_{f0} の値は一旦増加する. すなわち, 物体の挿入による C_f の低減効果は偏平度の増加に対して減少する. しかし, さらに偏平度を上げる場合(d4l13→d2l26→d1l51)には C_f/C_{f0} の値は逆に減少に転じて C_f の低減効果は増加する. ただし, シリーズ1の結果から分かるように, 円柱が持つ C_f の低減効果はあくまで LEBU 板に近い形状である d1l51 のそれより小さくなることはない.

同様の特徴は図4.4のシリーズ2の結果からも観察できる. すなわち, 円柱に対して l を増大して物体の偏平度を上げる場合(d6l6→d6l10→d6l13)には C_f/C_{f0} の値は一旦増加するが, さらに l を増加する場合(d6l13→d6l51)には C_f/C_{f0} の値は減少する. その際に, シリーズ2の場合には, d6l51の C_f の低減効果が円柱(d6l6)のそれより大きく, C_f/C_{f0} の値は d6l51 の場合に最小値を示す. これらの結果は, ある偏平度の値で壁面摩擦の低減効果の変化傾向が転じることを示していて, 壁面摩擦係数の低減効果が最小となる物体形状が存在することを示唆している.

4.2.3 相似性パラメータ分布

図4.5, 図4.6に, シリーズ1およびシリーズ2で得た相似性パラメータ β の x 方向分布をそれぞれまとめて示す. 図4.5のシリーズ1の結果を見ると, β の値はいずれも平板乱流境界層に対する通常値 (1.1~1.2) よりも増大しており, 物体の挿入によって非相似性が強化されていることが分かる. しかしながら, 非相似性は円柱の場合に最も強化され, 物体の偏平度の増加とともにその程度は弱くなる. すなわち, シリーズ1のように円柱と LEBU 板の中間形状の物体を使用する場

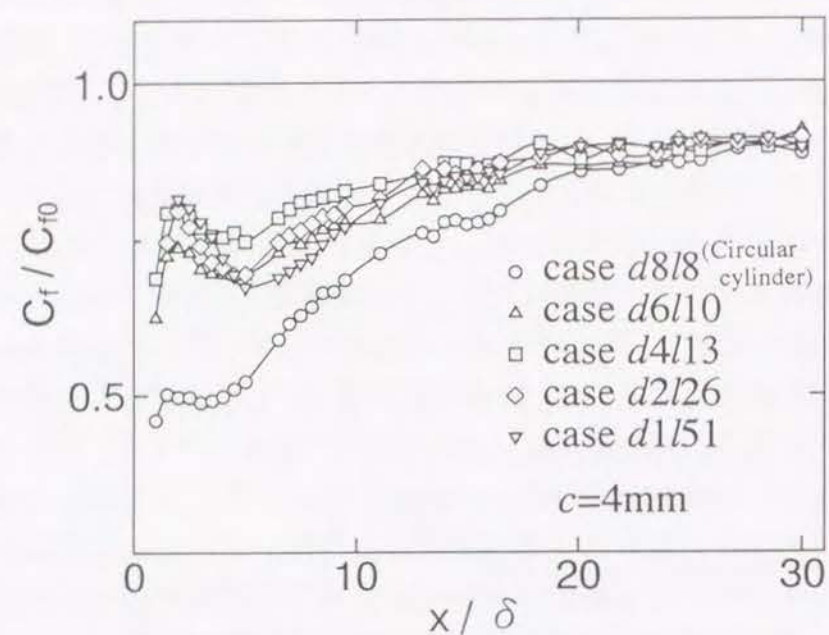


図4. 3 局所壁面摩擦係数分布（偏平柱，シリーズ1）

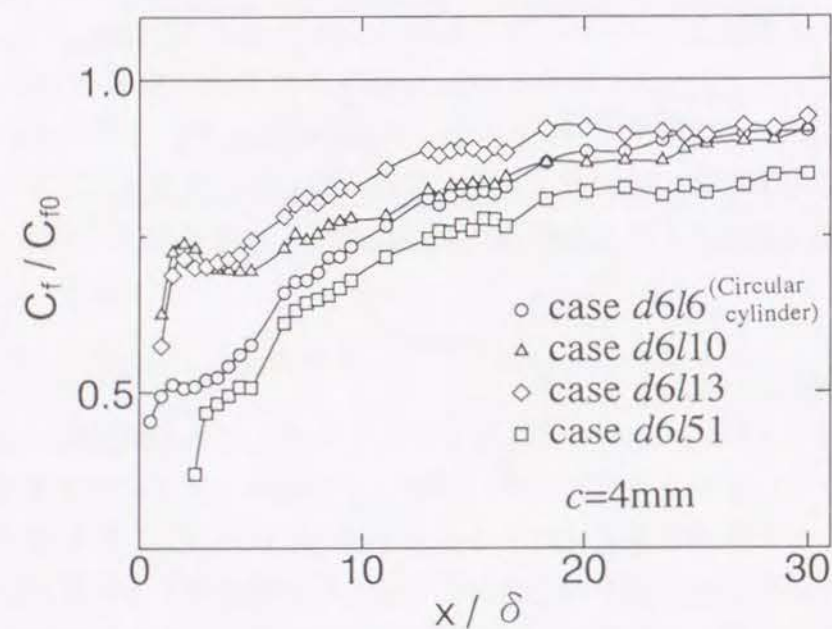


図4. 4 局所壁面摩擦係数分布（偏平柱，シリーズ2）

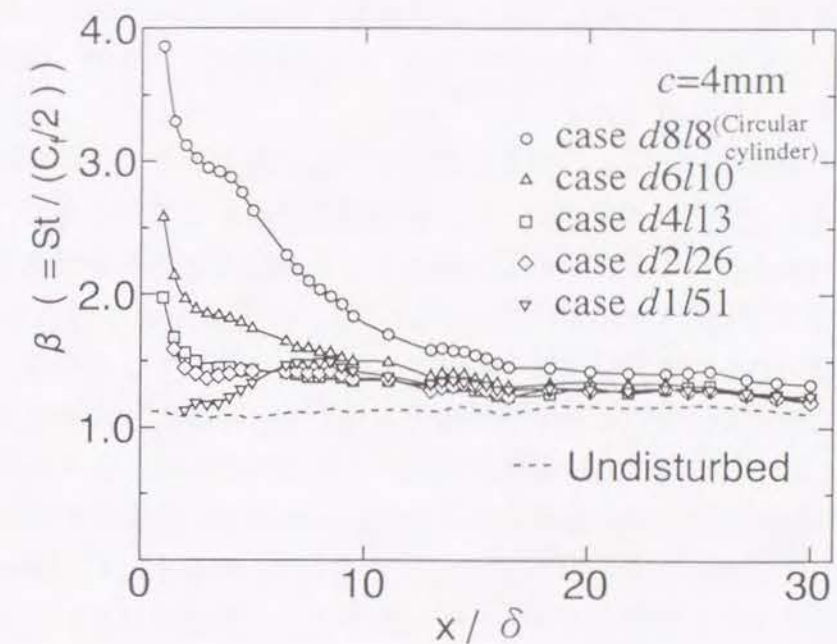


図4. 5 局所相似性パラメータの分布（偏平柱，シリーズ1）

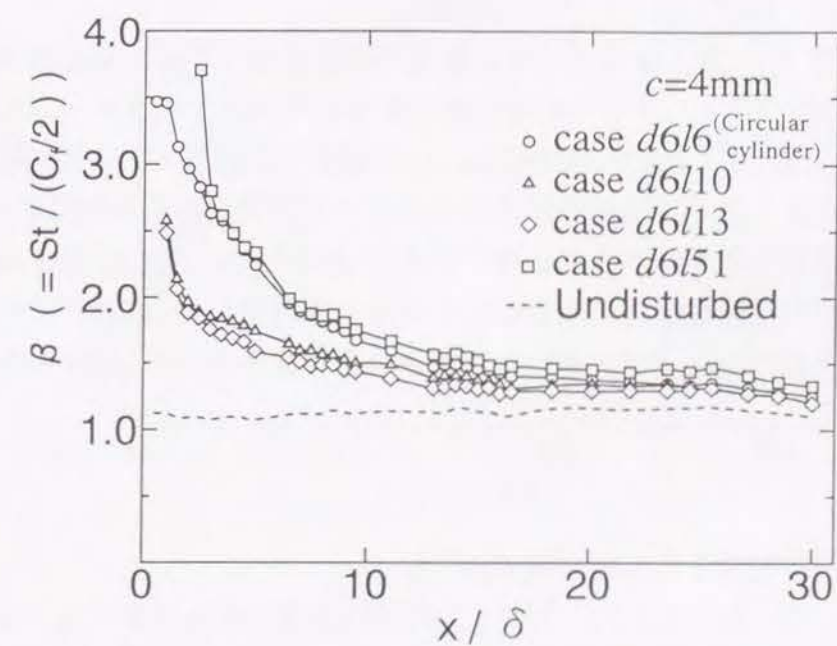


図4. 6 局所相似性パラメータの分布（偏平柱，シリーズ2）

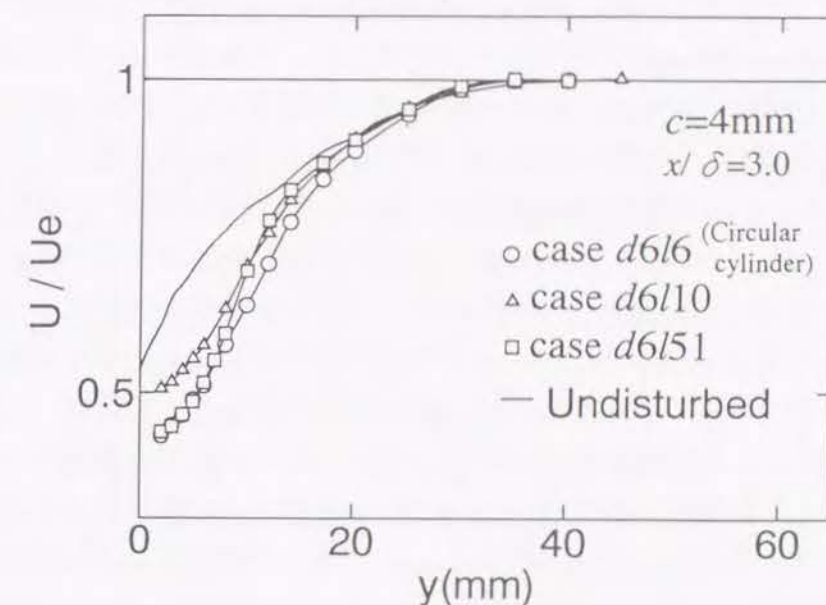
合には、円柱に優る、あるいはそれと同程度の強い非相似性は期待できない。また、“強い非相似性”ではあるがその程度が低い $d4l13$ の場合と“弱い非相似性”を示す $d2l26$ の場合で β の値が挿入位置の下流域全般にわたってほぼ等しく興味深い。なお、形状が LEBU 板に近い $d1l51$ の結果は、 $x/\delta \geq 5$ においては、 $d4l13$ や $d2l26$ の結果より若干大きいようである。

シリーズ 2 の場合には、図 4. 2 および図 4. 4 で見たように、いずれも物体を挿入することによって熱伝達率が向上し、かつ摩擦係数が低下するので、強い非相似性が生じていることになり、そのことは図 4. 6 を見ると明らかである。図より、挿入物体の偏平度を円柱($d6l6$)から増していくと、非相似性が一旦かなり弱まる($d6l6 \rightarrow d6l10 \rightarrow d6l13$)ものの再び強まり($d6l13 \rightarrow d6l51$)、 $d6l51$ では若干ながらも円柱より強い非相似性が発現することが分かる。すなわち、物体の厚みがある程度あれば、円柱形状でなくとも強い非相似性が発現する可能性があり、シリーズ 1 の結果から、 l の増加が非相似性の発現を弱めると結論することは速断にすぎるようである。ただし、例えば顕著な強い非相似性が生じる $d6l51$ の場合にも、物体の形状抗力は円柱と同様に大きい筈であるから、挿入物体として最適ではないであろう。最適形状を決定するためには、今後さらに挿入物体の厚さに対して非相似性がどのように発現するかを整理する必要がある。なお、 l に対する h/h_0 と C_f/C_{f0} の変化様式が全く異なるにもかかわらず、円柱($d6l6$)と l が最大の偏平柱 $d6l51$ の両方で発現する非相似性の大きさがほぼ等しいことは、熱輸送と運動量輸送を個別に制御できる可能性を示唆している点において興味深い。

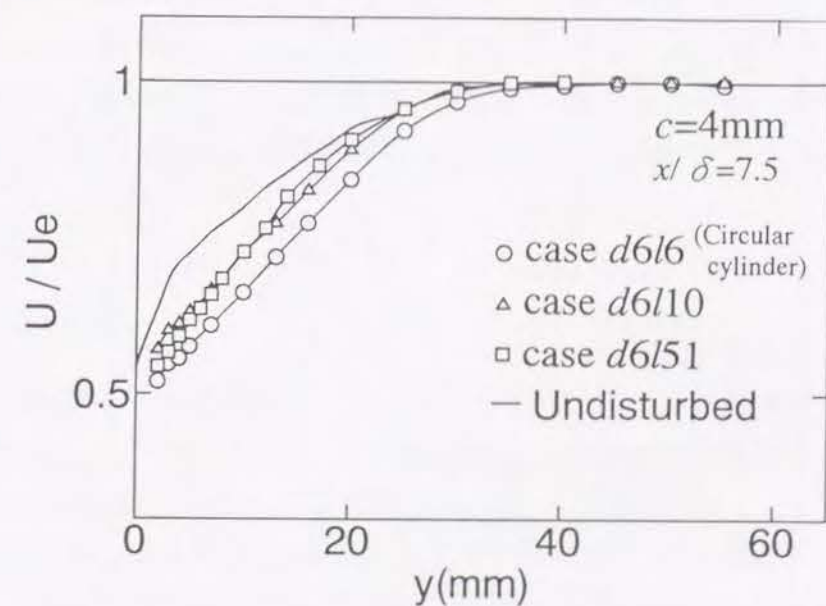
本研究の範囲では、挿入物体に対する最適形状を決定するには至らなかったが、以下では、相似性パラメータ分布が特徴的であるシリーズ 2 の 3 ケースについて流れ場の考察を行う。とくに、円柱や LEBU 板の場合と比較して、非相似性の発現メカニズムに関連する乱流の組織的構造にどのような差異があるか検討する。検討は伝熱促進率と摩擦係数の低下度がともに大きい $d6l6$ (円柱)、伝熱促進率は大きいものの摩擦係数の低下度が小さいために非相似性が顕著でない $d6l10$ 、伝熱促進率は小さいが摩擦係数の低下度が大きいため顕著な非相似性を示す $d6l51$ の各場合に対して行った。

4. 2. 4 平均速度と流れ場の特性

まず、図 4. 7 において 3 ケースの x 方向平均速度分布を比較する。なお、本項以下の図では、いずれも $x/\delta = 3.0, 7.5$ の 2 断面で得た各統計量の高さ方向分布を示す。また、いずれの図においても実線は何も挿入しない場合の測定結果である。



(a) $x/\delta = 3.0$



(b) $x/\delta = 7.5$

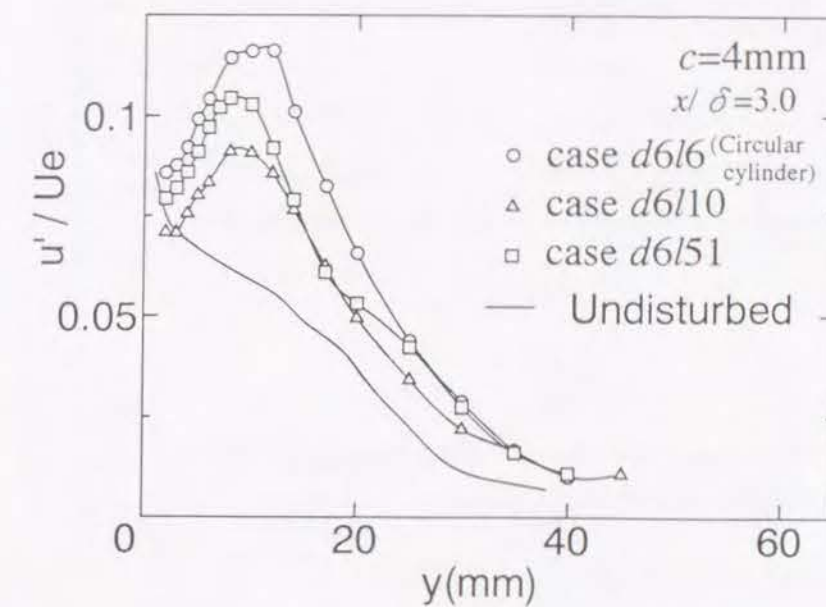
図 4. 7 x 方向平均速度の高さ方向分布 (偏平柱, シリーズ 2)

$x/\delta=3.0$ における結果を見ると、 $d6l10$ の測定値は円柱($d6l6$)のそれより大きい。これは、 $d6l10$ の場合の物体後流の速度欠損の回復が円柱の場合のそれよりも迅速であることを示している。また、 $d6l51$ の分布は $y \leq 8\text{mm}$ では円柱の場合の分布と、いっぽう、 $y \geq 10\text{mm}$ では $d6l10$ の分布とほぼ等しい。したがって、壁近傍の平均速度の大きさは l の増加とともに、 $d6l6 \rightarrow d6l10$ で一旦増大し、 $d6l10 \rightarrow d6l51$ で逆に減少する。この傾向は C_f/C_{f0} の l の増加に対する変化 (図4. 4 参照) と良く対応している。 $x/\delta=7.5$ の位置においても概ね同様の特徴を認めることができる。

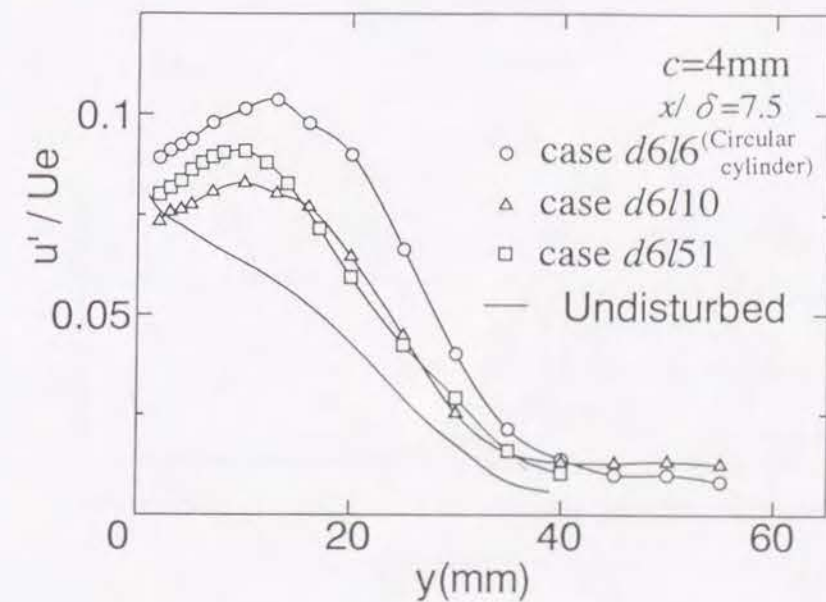
つぎに、図4. 8において、各挿入物体に対する x 方向速度成分の乱れ強さ u' の高さ方向分布を比較する。図より、いずれの u' の分布も物体を何も挿入しない場合に得た測定値より大きい値を示している。物体の挿入によって乱れ強度が増強されていることが分かる。平板近傍の乱れ強度と熱伝達の大小の間には相関がある (3) - (5) から、得られる伝熱促進はこの平板近傍の乱れの増加に関連するものと推定される。ただし、伝熱促進率が最小の $d6l51$ の場合に u' の値が最小と言うわけではないので、 u' の大小と伝熱促進率の大小とが一対一に対応するとは言えず、乱れ強度以外に伝熱促進因子があることが推察される。 u' の値はいずれの断面でも円柱の場合が最も大きい。また、壁面近傍位置における u' の値、ならびに挿入物体のほぼ上面位置に現われる u' のピーク値は $d6l10$ の場合が最も小さい。すなわち、乱れ強度は l の増加とともに $d6l6 \rightarrow d6l10$ で一旦減少するが $d6l10 \rightarrow d6l51$ で再び増加し、 l の増加に対して単調に減少しないことが分かる。図4. 9 に示すレイノルズせん断応力の大きさも、物体の挿入高さあたりの位置では l の増加にともなう変化方向が $d6l6 \rightarrow d6l10$ と $d6l10 \rightarrow d6l51$ で逆転し、 u' の変化様式と同様の特徴を有することが分かった。

4. 2. 5 組織的構造の変化

得られた速度変動信号に、象限分析法⁽⁶⁾ (3. 7節を参照) を応用し、組織的構造の変化と非相似性発現の関係について調べた。ただし、ホール寸法パラメータは零とした。図4. 10 に一例として、 $x/\delta=3.0$ における各流体運動の uv に対する寄与をプロットしてある。図より、まず、円柱($d6l6$)を挿入する場合には、エジェクションやスweep運動の寄与が強化されるが、外向きと壁向きの両インタラクション運動の寄与も強化されることが確かめられる。Suzuki ら⁽⁷⁾ の検討によると、この両インタラクション運動が運動量輸送ならびに熱輸送に対してそれぞれ負および正の寄与を果たす。その結果、伝熱促進と同時に壁への運動量輸送の抑制が生じ、熱伝達率の向上と同時に摩擦係数の低下が生じ、強い非相似性が発現すること

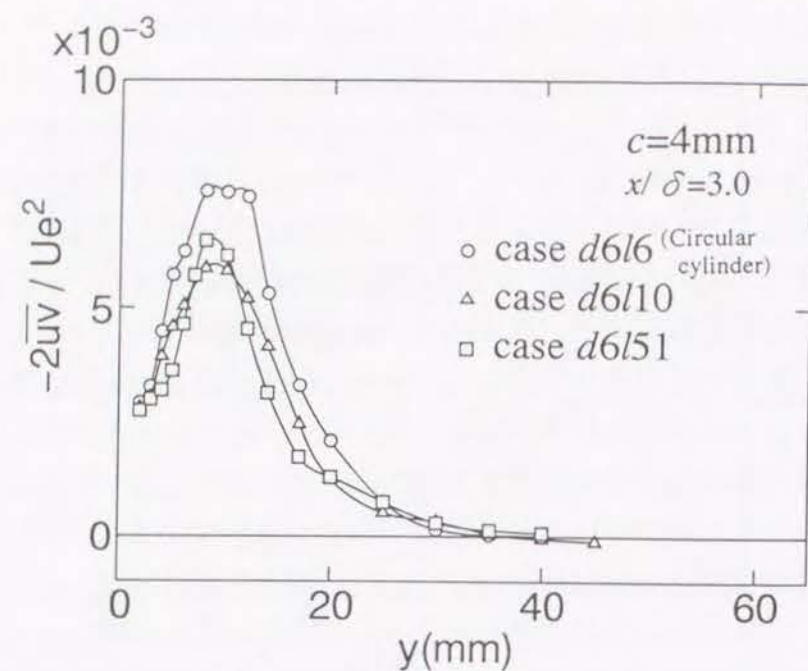


(a) $x/\delta=3.0$

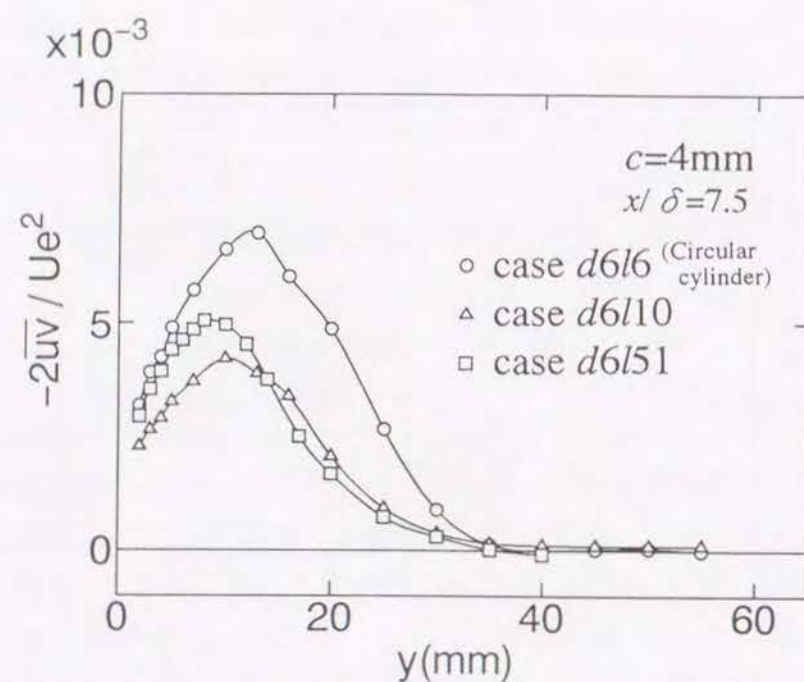


(b) $x/\delta=7.5$

図4. 8 変動速度強度 u' の高さ方向分布 (偏平柱, シリーズ2)

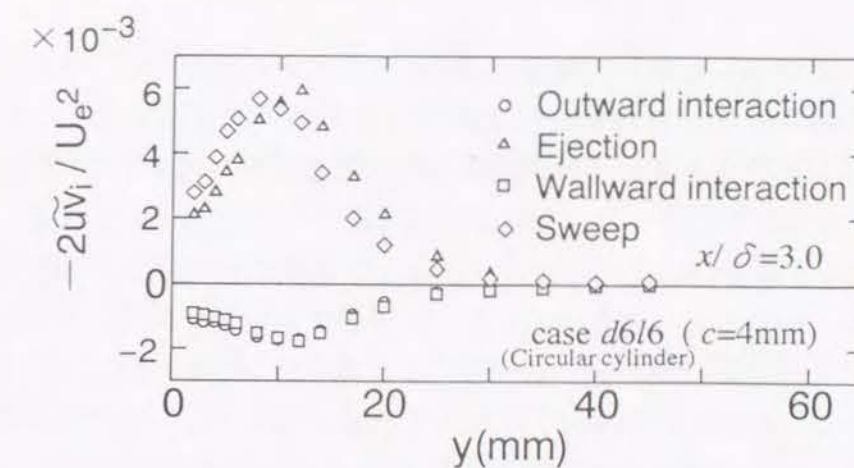


(a) $x/\delta=3.0$

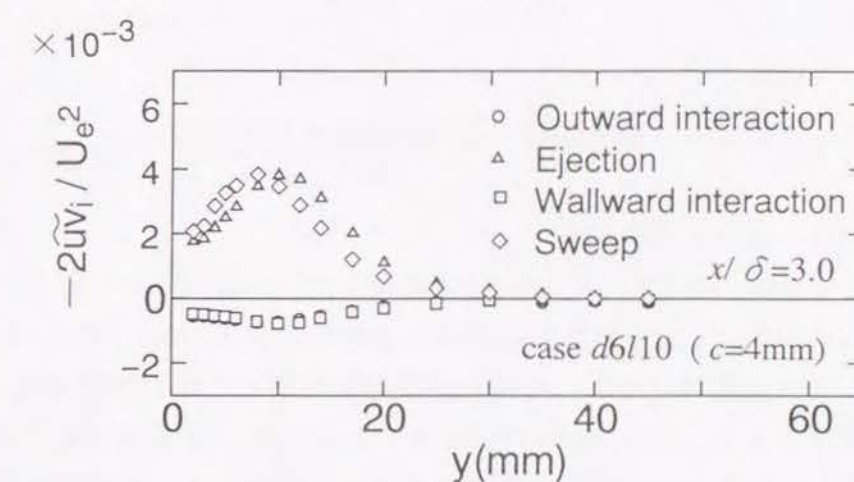


(b) $x/\delta=7.5$

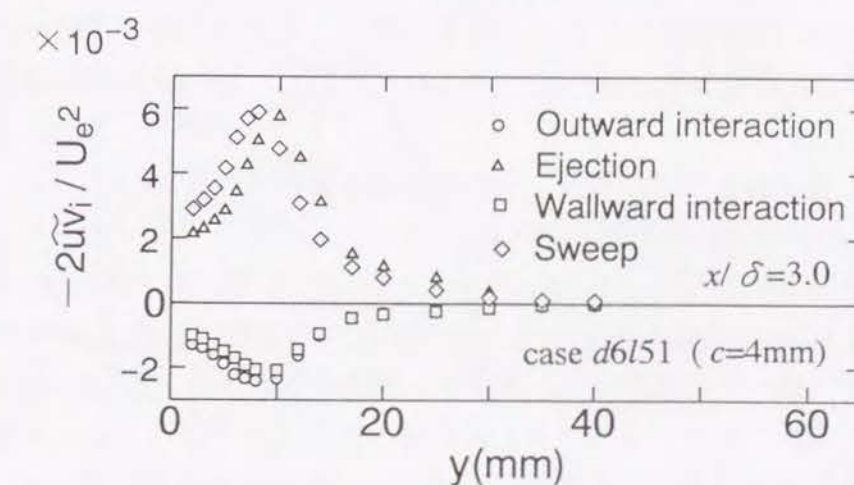
図4.9 レイノルズせん断応力 \overline{uv} の高さ方向分布 (偏平柱, シリーズ2)



(a) d6l6 (円柱)



(b) d6l10



(c) d6l51

図4.10 乱流せん断応力に対する各象限からの寄与の y 方向分布 (偏平柱)

が明らかになっている。しかし、偏平柱 $d6l10$ を挿入する場合には、エジェクションやスweepの寄与の増加割合も円柱($d6l6$)のそれに較べて小さい上に、円柱で見られるようなインタラクション運動の顕著な増強も認められない。この結果は、偏平柱 $d6l10$ を挿入しても顕著な非相似性が発現しないことと良く対応する。いっぽう、 $d6l51$ を挿入する場合には、インタラクション運動の寄与割合が円柱の場合のそれと同程度か、むしろ若干大きい。また、エジェクションやスweepの寄与の増加割合も円柱のそれとはほぼ等しい。したがって、偏平柱 $d6l51$ の挿入により発現する強い非相似性は、LEBU 板を挿入する場合とは全く異なり、円柱の場合と同じようにインタラクション運動の寄与が選択的に増強された結果として生じていると結論できる。

4. 3 スプリッタプレート付き角柱下流域の流動と伝熱特性

4. 3. 1 パワースペクトル分布

まず、角柱にスプリッタプレートを付設する場合に、そのプレート長さ L を変更することによって、カルマン渦的な非定常渦運動の発生が人為的に制御し得るかどうかを調べた。この目的のために、X 型熱線風速計を用いて得た変動速度 u , v それぞれの時系列データ $f(t)$ から、そのパワースペクトル $P(f)$ を算出することによって、それらの信号に含まれる卓越周波数成分について検討した。本研究では、 $P(f)$ の算出にあたって FFT 法⁽⁸⁾を用いた。その際、信号 $f(t)$ のパワースペクトルを 1 回につき約 16,000 個の連続するデータ列を対象として求め、異なるデータ列に対してこの操作を 20 回繰り返し行って、それらを平均したものを最終結果として採用した。

図 4. 1 1 に K, SP1, SP2, SP3, SP5 の各物体を挿入する場合について、一例として、 $x/\delta=2.0$ の断面の $y=6\text{mm}$ で測定した u , v 信号のパワースペクトルを示す。この位置は物体の下辺高さにはほぼ相当する位置である。図の角柱(K)の場合について見ると、 u , v の両者とも、パワースペクトルの分布には約 200Hz 付近において、一つの鋭いピークが認められ、カルマン渦的な周期的非定常渦の発生を確認することができる。このパワースペクトルのピークの大きさは、プレート長さ L の増大とともに次第に減少する。すなわち、プレートを長くすると、カルマン渦的な非定常渦の発生は抑制される傾向にあることが分かる。SP5 の場合には、もはや明確なピークは認められず、カルマン渦的な非定常渦の発生はかなり抑えられていると判断される。

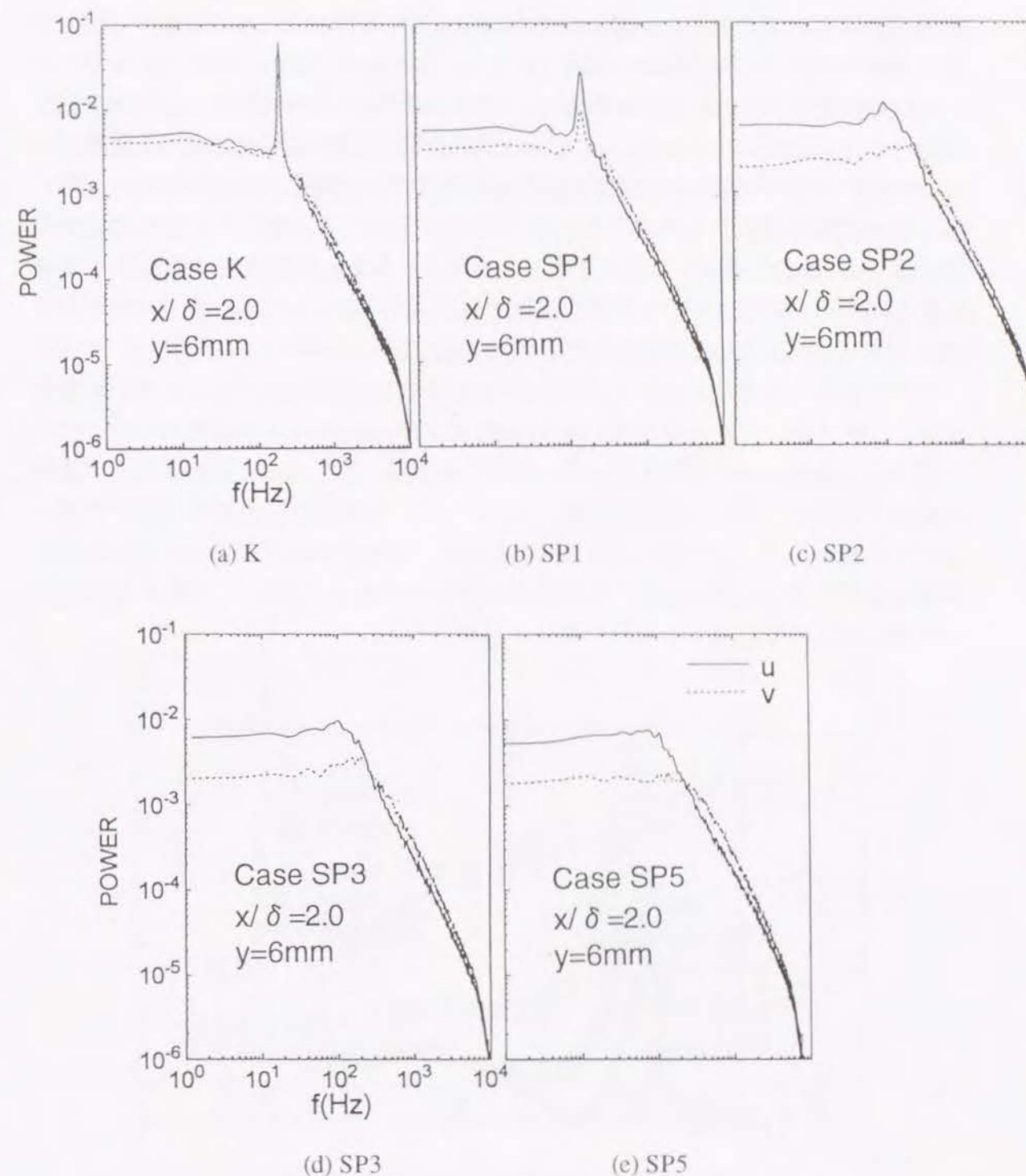


図 4. 1 1 スペクトル解析結果 (スプリッタプレート付き角柱)

4. 3. 2 局所熱伝達率分布

図4. 1 2に各物体を挿入して得た局所熱伝達率 h の x 方向分布をまとめて示す。縦軸の値はこれまでの図と同様に伝熱促進率 h/h_0 を表わす。図を概観すると、伝熱促進率の値はどの分布においても $h/h_0 \geq 1.0$ となり、物体の挿入によっていずれも伝熱促進が得られることが分かる。また、いずれの h 分布にも、挿入位置近傍において極大値が二つ存在するが、これは偏平柱を使用する場合の結果と同様であり、それぞれ流れの加速および乱れの増強と関連する伝熱促進であると考えられる。第1極大値は各場合の差異が小さいが、第2極大値をはじめとして全体的な伝熱促進効果は角柱(K)を挿入する場合が最も大きい。その伝熱促進効果は円柱($d8/8$)を挿入する場合のそれ(図4. 1 参照)とほぼ同程度である。そして、角柱の背面にスプリッタプレートが付設すると、伝熱促進効果は著しく減少するとともに、それはプレート長さ L の増加に対して小さくなる特徴を示す。第2極大値の大きさを比較すると、例えば、プレートの長い物体 SP3 および SP5 を挿入する場合には、円柱を挿入する場合の約半分程度になる。なお、本実験においては、伝熱促進率が測定最終断面においても1.0に漸近せず、したがって、下流まで伝熱促進効果が存続する結果が得られた。この原因は明らかでないが、測定最終断面においても乱れ強さは物体を何も挿入しない通常の平板乱流境界層中の値より大きく、高乱れ領域が長い範囲にわたって存続するためであると推察される。

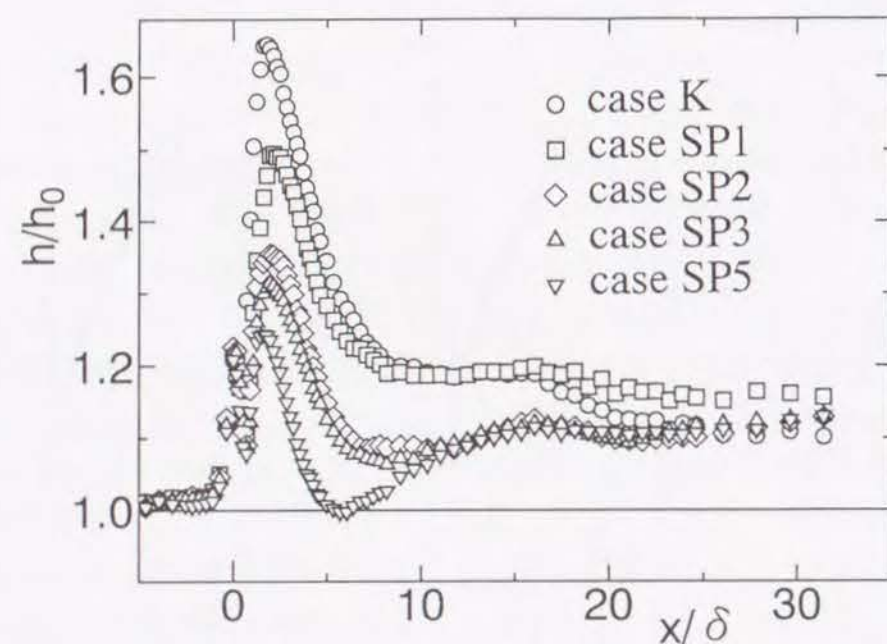


図4. 1 2 局所熱伝達率分布 (スプリッタプレート付き角柱)

4. 3. 3 局所壁面摩擦係数分布

図4. 1 3に各物体を挿入して得た局所壁面摩擦係数 C_f の x 方向分布をまとめて示す。縦軸の値はこれまでの図と同様に、 C_f を何も挿入しない場合の同一位置における測定値 C_{f0} を用いて規格化してある。図を概観すると、いずれの場合にも摩擦係数の値は物体のやや下流で最小値を示し、その後下流方向に単調に増加する。測定最終位置においても摩擦係数の値は $C_f/C_{f0} < 1.0$ であるので、いずれの物体を挿入する場合にも、摩擦係数の低下は熱伝達率の向上と同じように広い範囲にわたって得られることが分かる。しかしながら、各場合の C_f 分布を見較べると、それらは熱伝達率分布と違って互いに類似しており、プレート長さ L の影響はさほど大きくない。その C_f の低減効果は、円柱($d8/8$)を挿入する場合のそれ(図4. 2 参照)とほぼ同程度である。ただし、角柱(K)およびSP1を挿入する場合には、その他の場合よりも C_f が若干減少することが見て取れる。

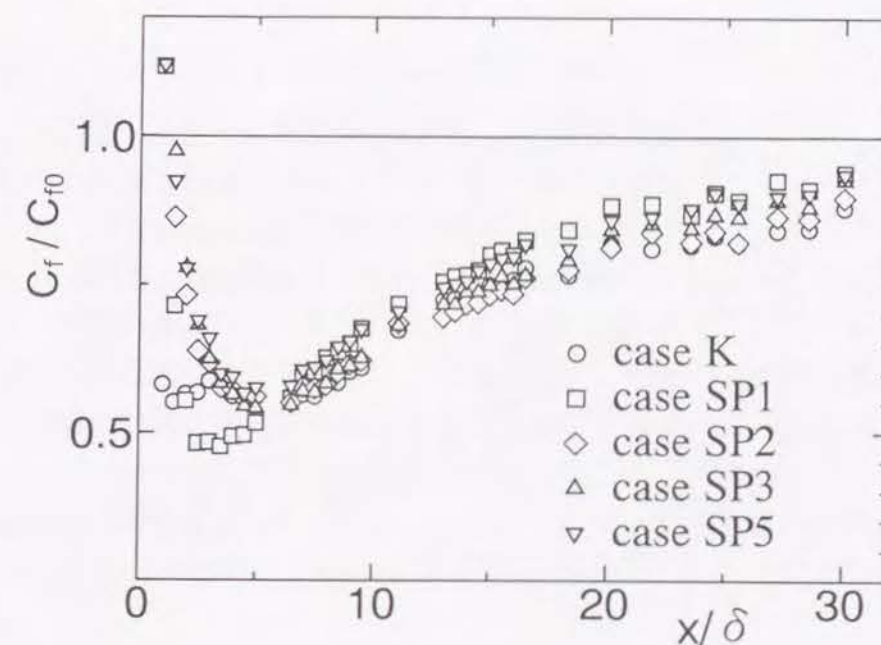


図4. 1 3 局所壁面摩擦係数分布 (スプリッタプレート付き角柱)

4. 3. 4 相似性パラメータ分布

図4. 14に、各物体を挿入して得た相似性パラメータ β の x 方向分布をまとめて示す。いずれの場合にも物体の挿入によって熱伝達率が増大し、摩擦係数が低下するので、強い非相似性が生じることになる。物体のすぐ下流域($x/\delta \leq 1$)のデータを除けば、 β の値はいずれも平板乱流境界層に対する通常値(1.1~1.2)より増大しており、物体の挿入によって非相似性が強化されていることが分かる。 β の値は $x/\delta \geq 5$ の範囲では、角柱を挿入する場合が最も大きく、プレート長さ L の増大とともに順に小さくなり、したがって、非相似性の程度は弱くなる。なお、 $2.5 \leq x/\delta \leq 5$ の範囲では、SP1の場合の β の値は角柱のそれより大きい。これは、この領域における摩擦係数の低下がSP1の場合により顕著なためである。

以上の結果から、角柱にスプリッタプレートを付設して、そのプレート長さ L を増大することによって、カルマン渦的な非定常渦運動の発生が抑制できること、その際に、壁面摩擦係数の低減は生じるが、 L による低減程度に顕著な差異は生じず、そのいっぽうで、伝熱促進率が単調に減少すること、したがって、非相似性は L の増加とともに順に弱くなることが明らかとなった。以下では、非相似性が最大、最小となる角柱(K)およびSP5を挿入する場合について、平板面近傍の流体要素運動の様子を調べ、これがカルマン渦的な非定常渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて検討する。

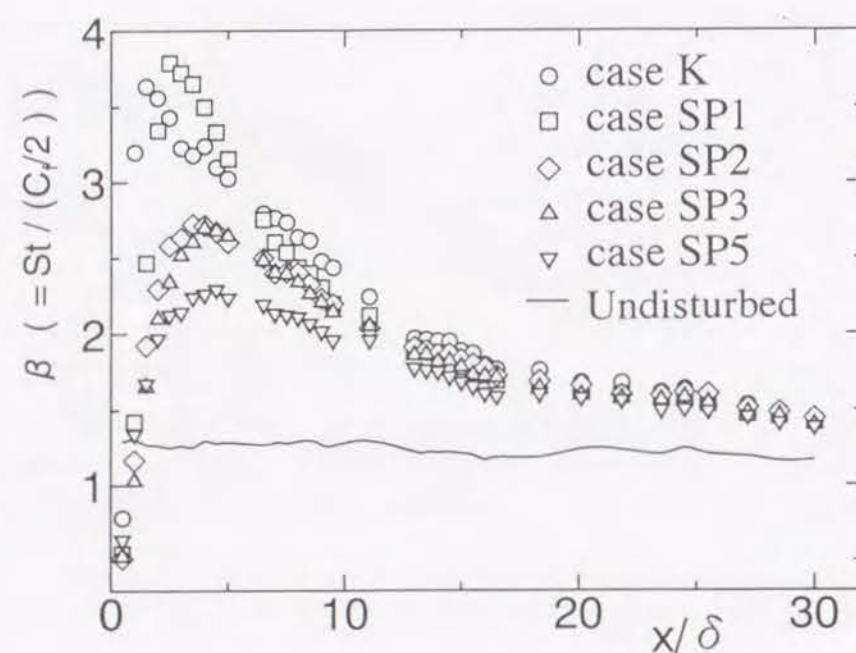


図4. 14 相似性パラメータ分布 (スプリッタプレート付き角柱)

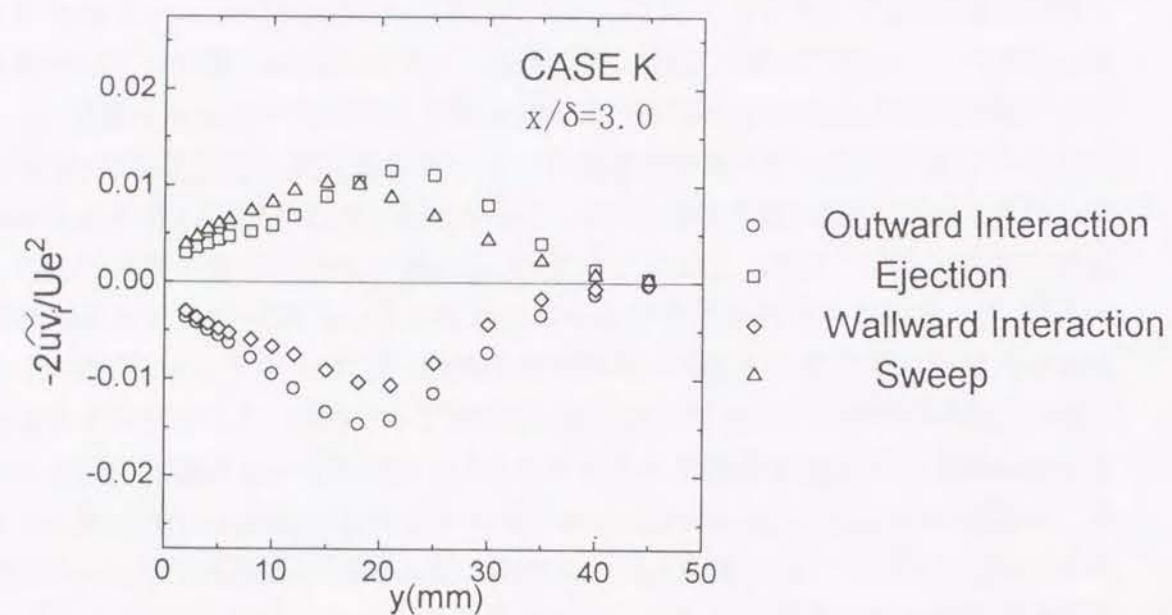
4. 3. 5 組織的構造の変化

図4. 15に角柱(K)およびスプリッタプレート付き角柱SP5を用いた場合の双方について、 $x/\delta=3.0$ の断面で測定した速度変動信号に象限分析法⁽⁶⁾(3.7節を参照)を応用した結果を示す。この場合にもホール寸法パラメータ H' を零とした。図より、非相似性が強く現れる角柱(K)挿入の場合には、スweepやエジェクション運動の寄与が強化されるが、それにも増してインタラクション運動、とくに、外向きのインタラクション運動が強化されていることが見て取れる。それに対して非相似性の程度が弱いSP5の場合には、とくに壁近傍においては、それらの運動は強化されていない。図4. 16に、壁近傍 $y=2\text{mm}$ において、ホール寸法パラメータ H' を変更して求めた各運動からの寄与の大きさを示す。図4. 16より、角柱(K)の場合に顕著に強化されるスweep運動と外向きのインタラクション運動が、SP5においてはスプリッタプレートの付設によってともに弱められ、もはやそれらの運動の物体挿入による顕著な増強は認められない。したがって、本節の実験においても、角柱(K)で発現する強い非相似性はインタラクション運動の増強に基づくものであって、これがスプリッタプレートの付設によって弱められる結果、非相似性の程度も弱まるものと考えられる。

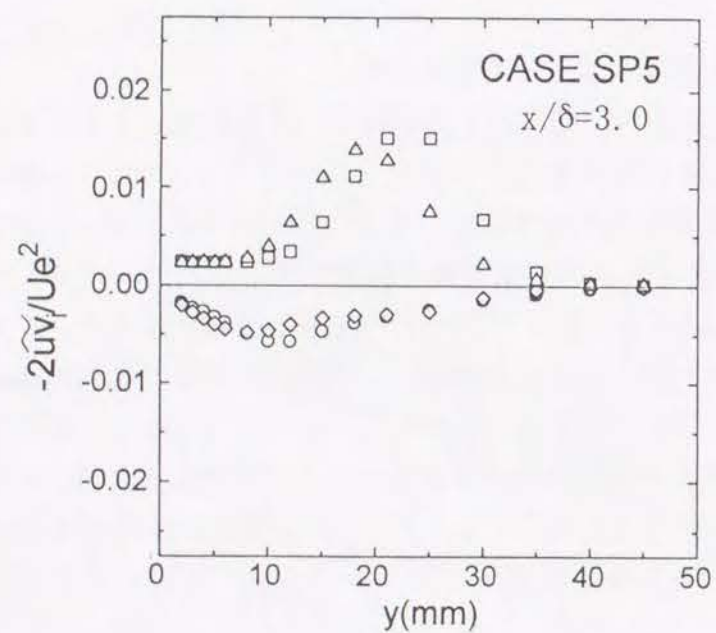
4. 3. 6 ウェーブレット変換による速度信号解析

これまでの実験結果から、非相似性発現の主要原因は、挿入物体によって壁近傍の乱れの組織的構造と関連する流体要素運動が変化を受けること、とくに、強い非相似性はインタラクション運動の選択的強化によることが結論されたが、しかし何故に、また、いかにしてそのような流体要素運動の強化が生じるかは未だよく分かっていない。本節の結果から、スプリッタプレートの長さ L を増大すると、カルマン渦的な周期的渦運動の発生が抑えられると同時に、流体要素運動の選択的強化の程度も小さくなる結果、非相似性は弱まることが示された。このことは、周期的な渦運動の発生と非相似性の発現が何らかの関係を持つことを意味している。したがって、非相似性の発現機構を解明するためには、まず、要素運動の強化がカルマン渦的な周期的渦運動の発生といかなる関連性を持つかについて検討をすることが重要である。

この基礎検討の第一歩として、本研究では、速度成分 u 、 v の時系列信号から流体の要素運動およびカルマン渦的な渦運動の様子を観察することにした。この目的には、時間軸に沿う周期的な信号波形の認識が必須であることから、信号の時刻に関する情報および周期波形成分に対する位相の情報を確保できるウェーブレット

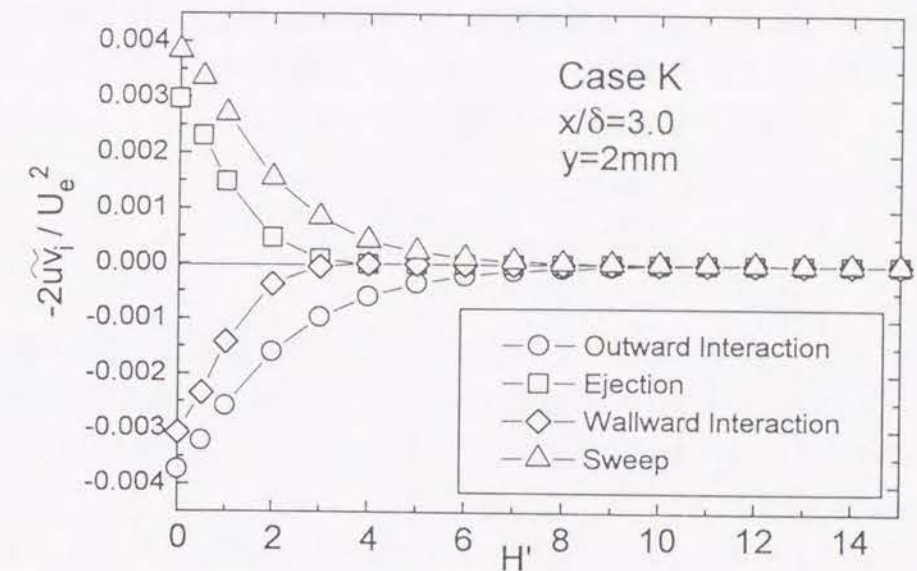


(a) K (角柱)

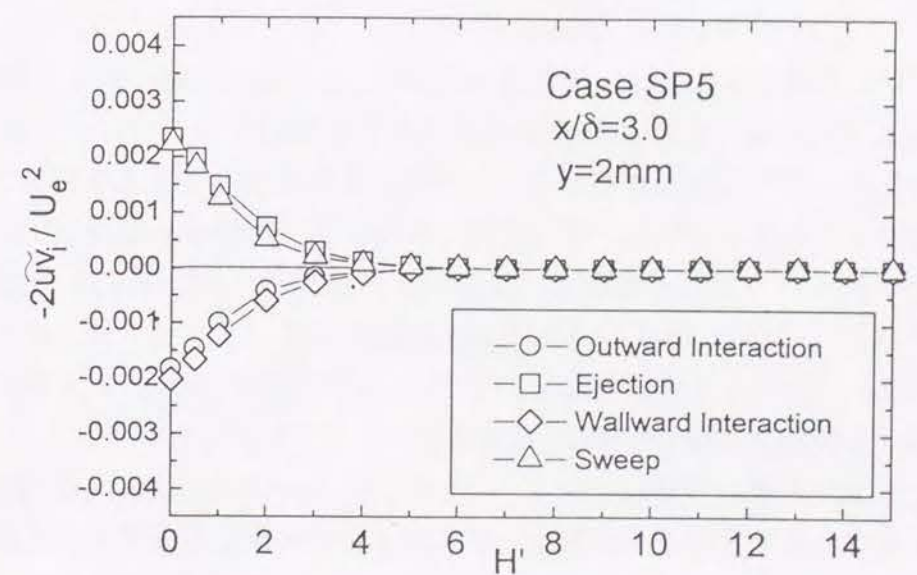


(b) SP5

図4. 15 乱流せん断応力に対する各象限からの寄与の y 方向分布 (スプリッタプレート付き角柱)



(a) K (角柱)



(b) SP5

図4. 16 乱流せん断応力に対する各象限からの寄与の H' に対する変化 (スプリッタプレート付き角柱)

変換を速度信号波形に対して施した。なお、周期的信号の有無を検出する有効手段であるスペクトル解析法は、フーリエ変換の過程において信号の時刻に関する情報を全く失うため、波形のパターン認識には不適當である。以下に、まず、使用したウェーブレット変換の概略を説明する。

信号波形にウェーブレット解析を施すと、予め設定された周波数範囲（周波数の窓⁽⁸⁾、⁽⁹⁾）に含まれる波形成分が抽出される。本研究では、基本ウェーブレット関数 $\psi(t)$ として、次式に示すガボール関数を用いる。

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} \left(\frac{\omega_p}{\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t\omega_p}{\gamma} \right)^2 - i\omega_p t \right] \quad (8-1)$$

ただし、 t 、 ω_p はそれぞれ時間、設定する中心周波数（ $=\sqrt{2}\pi/\Delta$ 、 Δ は離散データのサンプリング間隔）であり、 γ は定数である。この基本ウェーブレット関数は、周波数軸上でみると、 $\omega_p \pm \Gamma/2$ の範囲に局在している。ここで、 Γ は周波数の窓と呼ばれ、 $\Gamma = \sqrt{2}\omega_p$ を満たす。

ウェーブレット関数 $\psi_{a,b}(t)$ は、基本ウェーブレット関数 $\psi(t)$ を次式のように時間軸上で b だけシフトし、 a 倍スケール変換して得られる。

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \quad (8-2)$$

ウェーブレット関数 $\psi_{a,b}(t)$ は、周波数軸上で $(\omega_p \pm \Gamma/2)/a$ の間に局在しており、信号 $f(t)$ の $(\omega_p \pm \Gamma/2)/a$ の範囲にある周波数成分を取り出すバンドパスフィルタに対応している⁽⁸⁾、⁽⁹⁾。使用するガボール関数の一例を図4. 17に示す。

解析対象となる信号を $f(t)$ で表わすと、そのウェーブレット変換 $\tilde{f}(a,b)$ は、次式で定義される。

$$\tilde{f}(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{a,b}^*(t) f(t) dt \quad (8-3)$$

上式中の $\psi_{a,b}^*(t)$ は $\psi_{a,b}(t)$ の複素共役関数を示す。

本研究では、採取した速度信号 u 、 v に対して、それぞれ4,000個(0.2秒間)の時系列データを対象としてウェーブレット解析を行った。このうち、データ列の端部では解析結果に歪みが生じるため、データ列の最初と最後から各々1,000個を検討対象から除外した。一般的に、適用するウェーブレット関数と良く似た速度変動の波形が存在すると、その波形のウェーブレット変換結果 $\tilde{f}(a,b)$ の実部の値が大きくなる。よって、各時刻における $\tilde{f}(a,b)$ の実部の値を周波数に対して観察すれば、元

の信号がその時刻まわりの時間帯においてどのような周波数成分を持っているかを判断することができる⁽¹⁰⁾。本研究では、シフトパラメータ b を離散データのサンプリング間隔 Δ （ $=5/20000$ 秒）と等しい値に固定し、スケールパラメータ a を変更することによって中心周波数を24通りに変化させ、ウェーブレット変換結果 $\tilde{f}(a,b)$ の実部の大きさを観察し、物体からのカルマン渦的な渦運動を判別した。

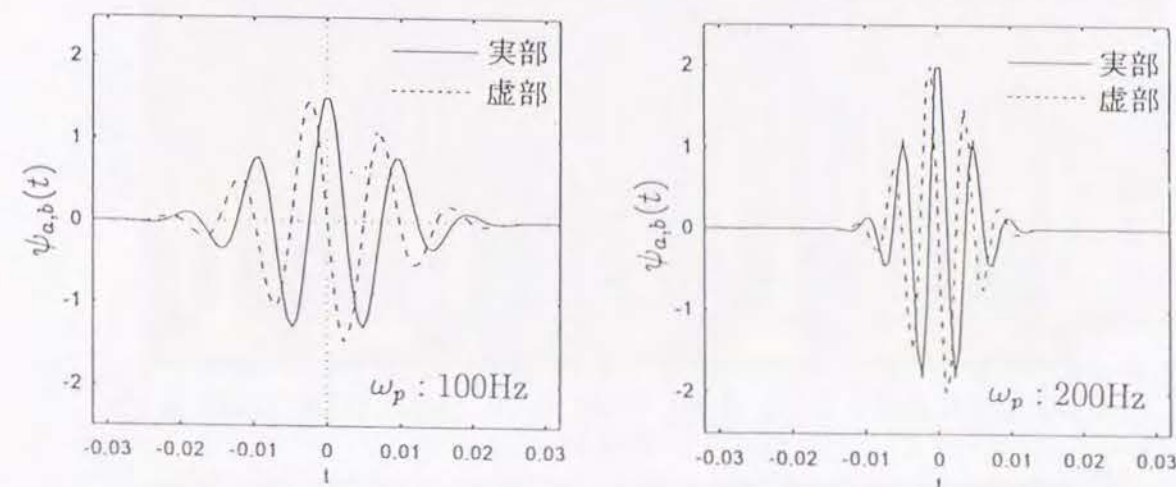
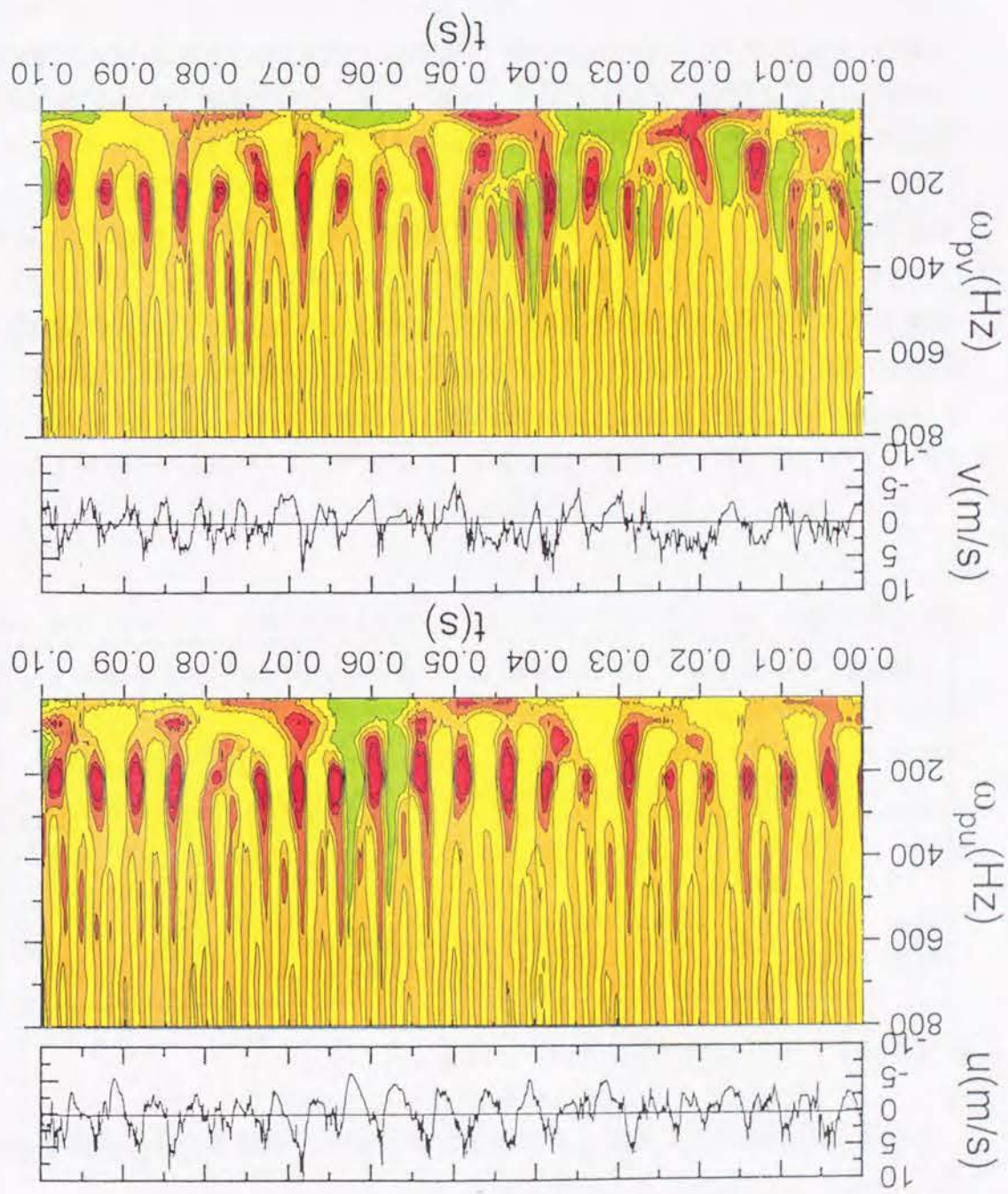
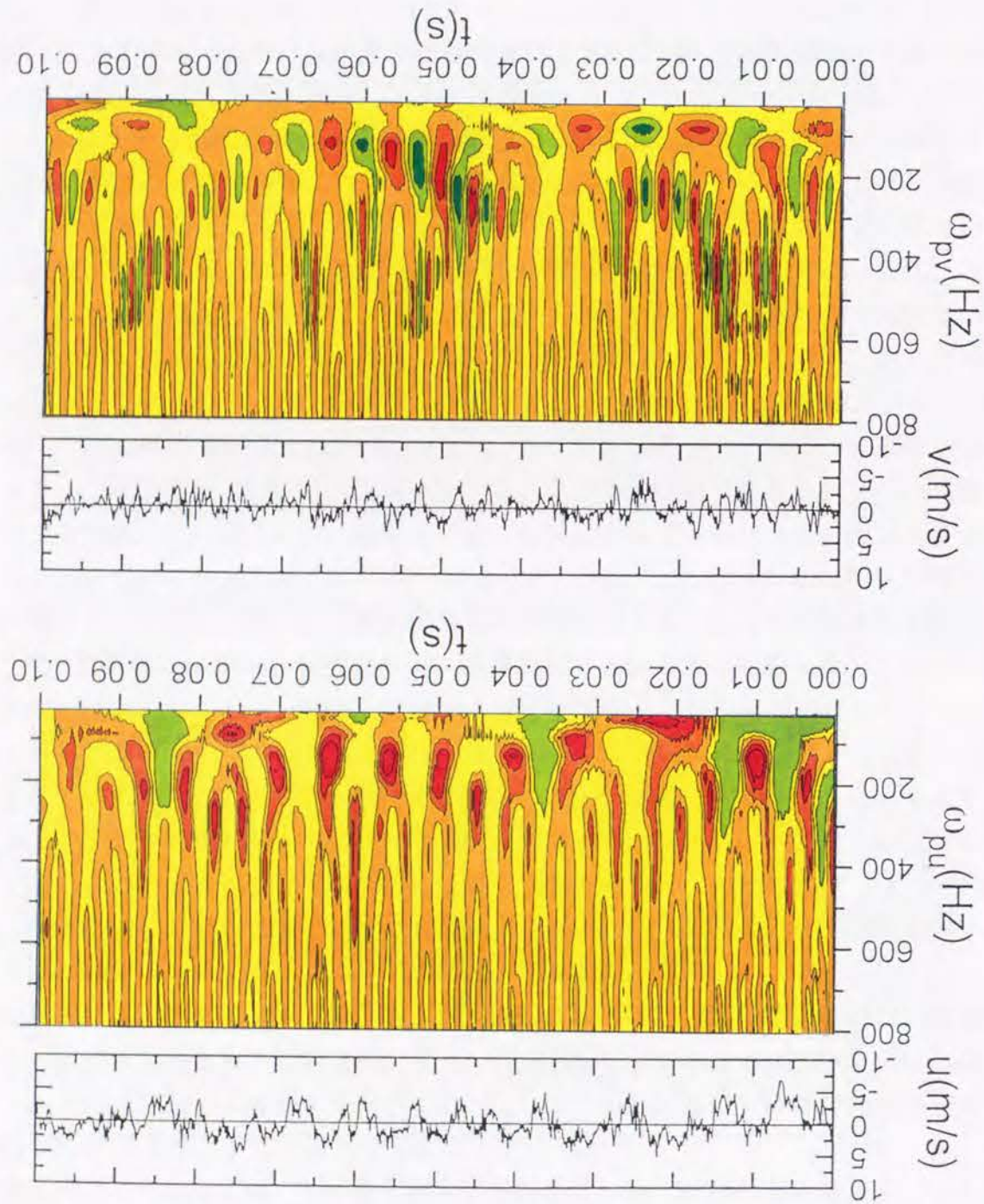


図4. 17 ガボール関数 $\psi_{a,b}(t)$ の例

まず、本実験で採用する手法によって、物体から放出されるカルマン渦的な非定常渦が認識できるかどうかを調べるために、図4. 11のパワースペクトル分布を求めた同一位置（ $x/\delta=2.0$ 、 $y=6\text{mm}$ ）で測定した速度信号に対してウェーブレット変換を行った。図4. 18に物体K(角柱)を挿入する場合について、中心周波数を24通りに変更して行った速度信号 u 、 v に対する処理結果をまとめて、その変換に使用した u 、 v の時系列データとともに示す。等高線図の横軸と縦軸は、時刻 t および両者の信号の中心周波数 ω_{pu} 、 ω_{pv} を表し、また、色の赤い所ほどウェーブレット変換結果 $\tilde{f}(a,b)$ の実部の値が大きく、黄色、緑の順に係数が小さくなることを示す。

u の処理結果を見ると、実部の値の大きい領域が約200Hzを中心とする周波数帯に時間軸方向に周期的に存在する様子が見て取れる。この周波数は図4. 11のパワースペクトル分布のピーク周波数と一致しており、したがって、この実部の値の大きい領域の周期的な時間変化は、カルマン渦的な渦運動の発生と対応していると

図 4. 18 ウェーブレット変換による波形解析 (K, $x/\delta=2.0$, $y=6\text{mm}$)図 4. 19 ウェーブレット変換による波形解析 (SP5, $x/\delta=2.0$, $y=6\text{mm}$)

考えられる。このことから、 u の時系列信号において、約 0.005 (秒) 間隔ではほぼ周期的に認められる速度変動がカルマン渦的な渦運動と対応することが明確に判断できる。 v の信号は、 u の信号ほど周期的でないが、処理結果を見ると、やはり約 200Hz を中心として実部の値が大きいようである。

いっぽう、SP5 を挿入する場合について、同じ測定位置における処理結果を図 4. 19 に示す。図より、実部の値の大きい領域は認められるものの、その周波数域は時間的に著しく変動しており、カルマン渦的な非定常渦運動の規則的な発生が抑制され、発生しても不規則になっていることが確認できる。

つぎに、壁近傍の結果について検討する。図 4. 20 に、物体 K (角柱) を挿入する場合について、壁近傍 ($y=2\text{mm}$) で得た処理結果を示す。図中には u , v に加えて、それらを互いに掛け合わせた uv の時系列信号もプロットしてある。 u の結果を見ると、図 4. 18 と同じように、実部の値の大きい領域が約 200Hz を中心とする周波数帯に存在することが見て取れる。また、 u の時系列データからも、図 4. 18 において見られたのと同様な、周期的な速度変動信号の存在が認められる。このことは、壁近傍にカルマン渦運動と同じ周波数成分を持つ流体運動が生じることを表している。また同時に、その周期的な流体運動によって、壁近傍の流体要素運動が変化することを示唆している。いっぽう、 uv のデータには絶対値の大きい信号が時折現れる。そして、これらの信号の発生時刻における信号 u の符号はいずれも正である。すなわち、それらは外向きインタラクション運動若しくはスワイプ運動に属する流体要素運動を示しており、図 4. 16 で見た要素運動の強化と関連が認められる。これらの信号は、等高線で見られる周期性の高い渦運動と相違して、必ずしも規則的に発生しない。しかしながら、いずれも実部の値が大きく、信号 u の符号が正となる時刻に発生している。したがって、壁近傍においてはカルマン渦の到達に関係する周期的な流体運動が生じ、この流体運動によって非相似性強化につながる要素運動が発生すること、しかし、それは必ずしも長時間にわたって定常的な周期性を保つ性質の現象ではなく、間歇的に強く整然とした周期性を保つ時間帯と、それが弱く周期性も判然としない時間帯とが交互に現われる性質の現象であることが分かった。なお、図 4. 21 に物体 SP5 を挿入する場合の壁近傍 $y=2\text{mm}$ で得た結果を示す。ウェーブレット変換結果の分布からは、もはや周期的運動の到達、若しくはその発生は認められない。また、 uv の時系列信号も K のそれと比較するとかなり小さいことが分かる。

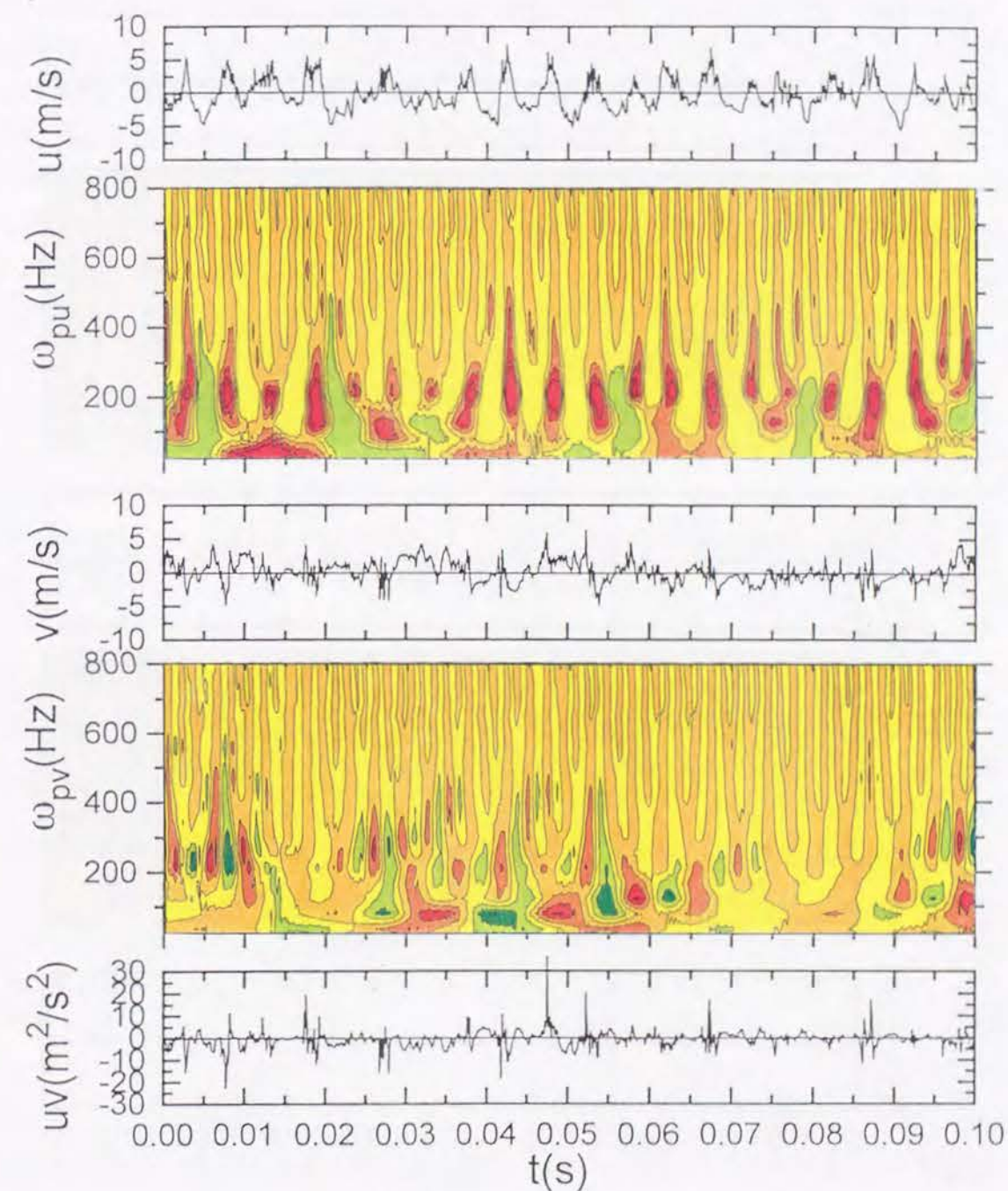


図 4. 20 ウェーブレット変換による波形解析 (K, $x/\delta=2.0$, $y=2\text{mm}$)

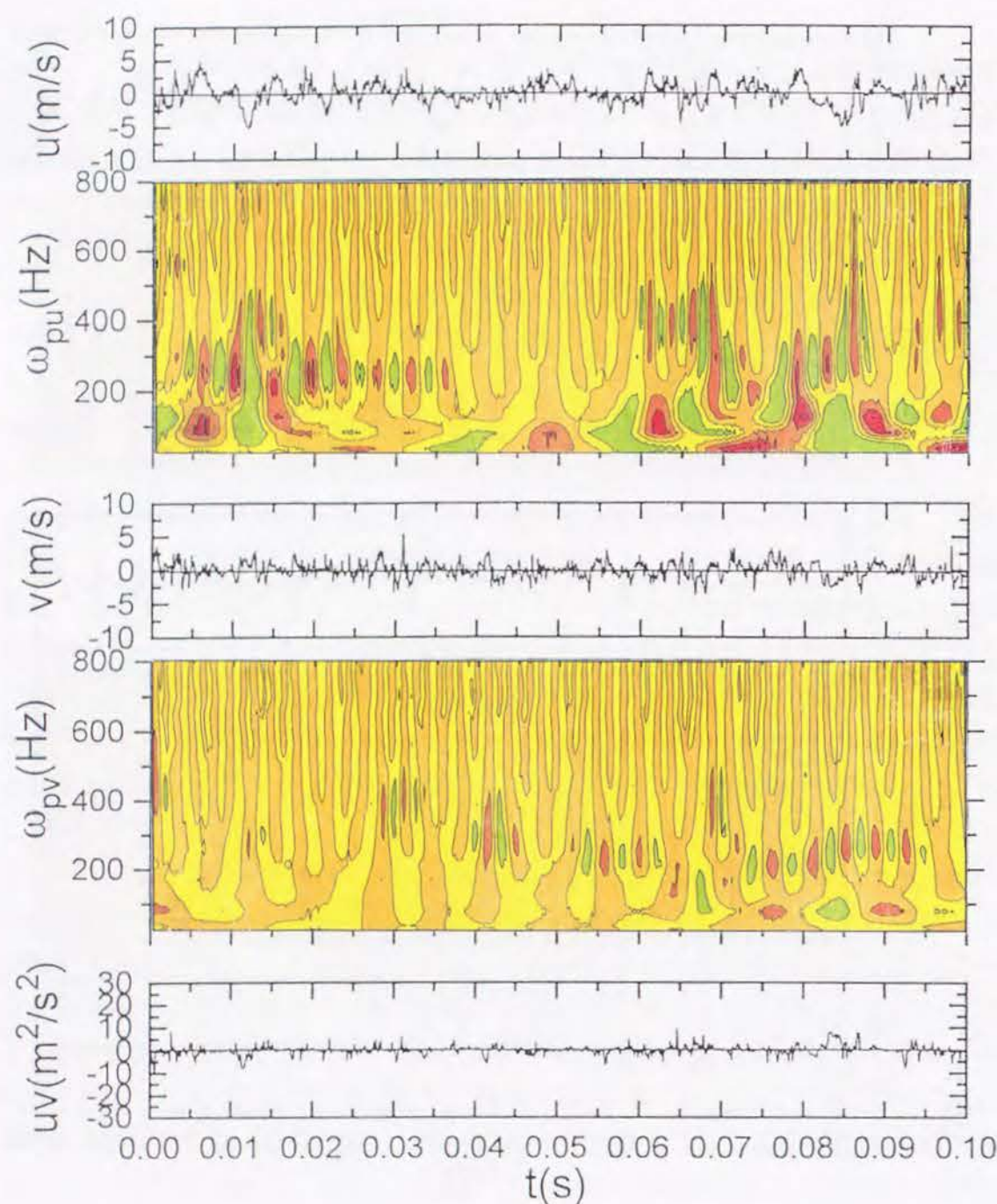


図4. 2.1 ウェーブレット変換による波形解析 (SP5, $x/\delta=2.0$, $y=2\text{mm}$)

4. 4 結言

本章ではまず、偏平柱によりかく乱を与えた平板乱流境界層に注目し、偏平柱の偏平度と発現する非相似性の大きさの関係、偏平度の変化にともなう生じる流動構造の変化について検討した。つぎに、角柱を境界層中に挿入する系にも注目して、角柱から発生するカルマン渦的な渦運動を、角柱に長さの異なるプレートを設置することによって制御して、プレート長さと発現する非相似性の関係、流体要素運動の変化と、それとカルマン渦的な渦運動との関連性等について基礎的な検討を施した。その結果、次のことが明らかとなった。

- (1) 円柱は伝熱促進の観点からすると最適形状であるが、壁面摩擦係数の低減の観点からは最適形状でない。
- (2) 偏平柱の厚さが一定である場合には、偏平柱の流れ方向長さ l の増加にともなう伝熱促進効果が低下する。いっぽう、壁面摩擦係数、相似性パラメータは l に対して単調な変化を示さず、ある l の値以上に増大すると、それらは逆方向に変化する。この増減傾向は、平均速度分布や乱れ統計量の大きさについても認められる。
- (3) 偏平柱、ならびに角柱の挿入により発現する強い非相似性は、円柱の場合と同様に、インタラクション運動の選択的増強による。
- (4) 角柱に付設するスプリットプレートの長さを増大すると、角柱からのカルマン渦の発生が抑制される。
- (5) 付設するプレート長さの増大とともに伝熱促進効果は低下する。それに対して、壁面摩擦係数は角柱で得られる分布から顕著に変化しないため、非相似性は順に弱くなる傾向がある。
- (6) 壁近傍においてはカルマン渦の発生に関係する周期的な流体運動が生じ、それとともに非相似性強化につながる要素運動が発生する。ただし、その強度は時間的に変化し、運動量輸送への寄与が大きい時間帯とそれが小さい時間帯が見られる。

参考文献

- (1) 藤田秀臣・高浜平七郎・浴寿美, 壁面近傍におかれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達におよぼす影響 (第2報, 直径の違いによる影響および正方形柱との比較), 日本機械学会論文集 B 編, 47 巻 414 号, 1981, pp.317-325.
- (2) 鈴木洋・吉川慈人・木川弘・鈴木健二郎, 円柱によりかく乱を受ける乱流境界層 (円柱径および円柱挿入位置の影響), 日本機械学会論文集 B 編, 55

卷 519 号, 1989, pp.3333-3340.

- (3) 康倫明・鈴木健二郎, 管内噴流熱伝達の数値解析, 日本機械学会論文集 B 編, 48 巻 425 号, 1982, pp.122-131.
- (4) 鈴木健二郎・須賀一彦・押川祐士・李忠求, 環状流を伴う乱流に対する実験と数値解析, 日本機械学会論文集 B 編, 53 巻 496 号, 1987, pp.3639-3647.
- (5) 川口靖夫・飯田利昭・鈴木健二郎・佐藤俊, 円柱によりかく乱を受ける乱流境界層 (第 2 報), 第 20 回日本伝熱シンポジウム講論集, 1983, pp.40-42.
- (6) S. S. Lu and W. W. Willmarth, Measurements of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech. vol. 60, part 3, 1973, pp.481-511.
- (7) H. Suzuki, K. Suzuki and T. Sato, Dissimilarity Between Heat and Momentum Transfer in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder, Turbulent Shear Flows 7, ed. by F. Durst et al., Springer Verlag, 1991, pp.119-135.
- (8) 佐藤雅昭, ウェーブレット理論の数学的基礎, 第一部, 日本音響学会誌, 47 巻 6 号, 1991, pp.405.
- (9) 佐藤雅昭, ウェーブレット理論の数学的基礎, 第二部, 日本音響学会誌, 47 巻 6 号, 1991, pp.416.
- (10) 石川 仁・木谷 勝・望月 修, ウェーブレット変換による乱流後流の解析, 日本機械学会論文集 B 編, 61 巻 587 号, 1995, pp.2409-2417.

第 5 章 渦発生体の付設による伝熱促進

5. 1 緒言

第 3 章では, 摩擦係数を低減するために有効な挿入物体とされている LEBU 板に注目し, それを乱流境界層中に挿入した場合の流動伝熱特性を測定した. その結果, LEBU 板の挿入によって摩擦係数の低減が生じるものの, 顕著な非相似性は発現できず, 熱伝達率も低下することが分かった. 伝熱特性こそ不良であるが, LEBU 板の挿入により生じる流動特性上のメリットは大きい. したがって, 運動量輸送と熱輸送の個別制御を図る観点からすると, このメリットを保持しながらこれに他の伝熱促進体を付設して, LEBU 板の挿入により生じる熱伝達率の低下分を引き上げることが可能か否かを検討することは有意義であると考えられる.

本研究では, 付設物体として, 有効な伝熱促進法の一つとされている三角翼形状渦発生体 (以下では渦発生体と呼称する) に注目する. 渦発生体の伝熱促進に関する研究は, 渦発生体を伝熱面上に直接付設する場合⁽¹⁾⁻⁽¹²⁾のみに限られ, 渦発生体を伝熱面とは異なる他の物体と組合わせて使用する場合についてはこれまで全く検討されていない. よって, 本章では, 渦発生体を境界層内の大規模渦構造を破壊する役割を持つ LEBU 板に組合せて, それが縦渦の発生や伝熱促進に有効性を発揮するか否か, またどの程度の熱伝達率の向上をもたらすか, を明らかにすることを目的して行った実験結果について検討を加える. 以下では, まず, LEBU 板と渦発生体の組合せ形式の違いが伝熱特性にどのように影響するかを調べる. つぎに, 渦発生体を LEBU 板の下面に付設する場合についての伝熱特性を取りまとめ, 最後に, 挿入位置や渦発生体高さ等の幾何形状パラメータの伝熱特性に及ぼす影響について整理を試みる.

5. 2 測定用平板に対する予備検討結果

すでに第 2 章 4 節で説明したように, 本章で使用する測定用平板は第 3 章ならびに, 第 4 章で扱ったものと寸法は同じであるが, 加熱面のステンレス鋼箔の配置方法が異なる. それゆえ, この相違によって結果にいかなる影響が生じるかを予め調べておく必要がある. そこで, LEBU 板と渦発生体の組合せ系を検討する前に, 再度 LEBU 板のみを挿入する場合 (形式 E) に注目して, 本章で使用する測定平板から得られる結果が第 3 章のものと相反しないか否かを調べた. この目的のために, 挿入高さ H が異なる数例に対して, スパン中央位置 ($z=0\text{mm}$) で測定された熱伝達率の x 方向分布を測定した. また, 流れの二次元性を確認するために, 同様に LEBU

板のみを挿入した場合について、流れ方向の7断面における局所熱伝達率のスペン方向分布を測定した。

まず、図5.1に上から順にそれぞれLEBU板挿入高さを $H=7, 10, 12, 14, 16, 21\text{mm}$ ($H/\delta=0.25, 0.36, 0.43, 0.50, 0.57, 0.75$)とした場合の局所熱伝達率 h_L の x 方向分布を示す。ここで局所熱伝達率 h_L の規格化に用いた h_0 は、流れ中に物体を何も挿入しない場合の同一位置における局所熱伝達率の測定値である。第3章で指摘したように、LEBU板の挿入位置 H が高くなると熱伝達率 h_L のくぼみは浅くなり、いっぽうで、その低下領域の幅が増大し、また、その最低値が現れる位置が下流側に移動することが確かめられる。なお、これらの結果は第3章の結果と若干のずれが認められるものの、その差異は5%以内に収まっている。したがって、熱伝達率分布に及ぼすステンレス鋼箔の配置方法の影響は小さいと判断した。

つぎに、図5.2に一例としてLEBU板の挿入高さを $H=4\text{mm}$ ($H/\delta=0.14$)とした場合の局所熱伝達率のスペン方向分布を異なる7断面ごとにそれぞれ順に示した。図中の横軸はスペン方向座標 z である。図より、 h_L/h_0 はいずれの断面においても、 $-120\text{mm} \leq z \leq 120\text{mm}$ の範囲ではほぼ一様に分布しており、広い範囲にわたって流れ場、温度場の二次元性が保たれていることが分かる。また、同様にLEBU板挿入高さ H を数通りに変化させて測定を行ったが、いずれの場合も二次元性が保たれていることが分かった。なお、各断面の両端(側壁より30mmの位置)の測定値には風洞側壁の影響のためと推定される若干のひずみが認められたので、以下ではこれらの点を除外して議論を行う。

5.3 LEBU板と渦発生体の組合せ形式に関する検討結果

ここでは、LEBU板と渦発生体の組合せ形式A~D(図2.8参照)に対する伝熱実験の結果を検討する。

まず、図5.3に高さ $s=5\text{mm}$ の渦発生体を、主流に対する迎え角を $\alpha=30^\circ$ とする場合について、渦発生体のみを平板伝熱面上に設置した場合(形式D)と、LEBU板をその頭上高さ $H=7\text{mm}$ の位置に挿入する組合せ形式の場合(形式C)の双方の局所熱伝達率の測定結果を比較した。図の横軸はスペン方向座標 z 、縦軸は局所熱伝達率 h の測定値である。熱伝達率の値は何も挿入しない場合の同一位置における測定値 h_0 で規格化した値として示してある。図は、 x 座標の異なる7断面における h のスペン方向分布を、その x 座標の値に応じて斜め上方にずらして鳥瞰図のように配置して作成してある。図において、主流は左下から右上方向に流れている。渦発生体はその先端が $z=0\text{mm}$ に設置され、その尾部が $z>0\text{mm}$ の領域に位置するよう

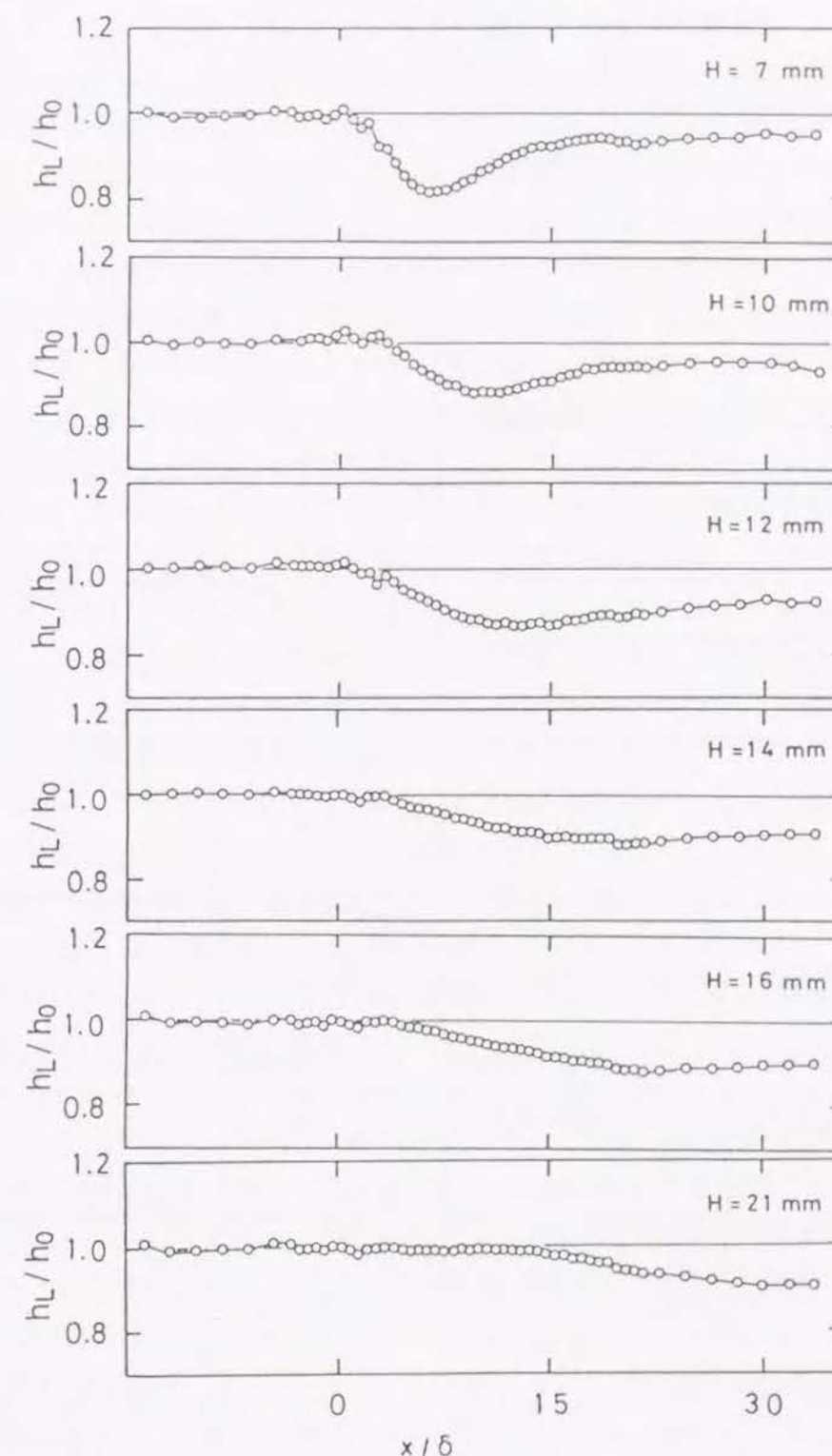


図5.1 LEBU板を挿入した場合の局所熱伝達率の x 方向分布

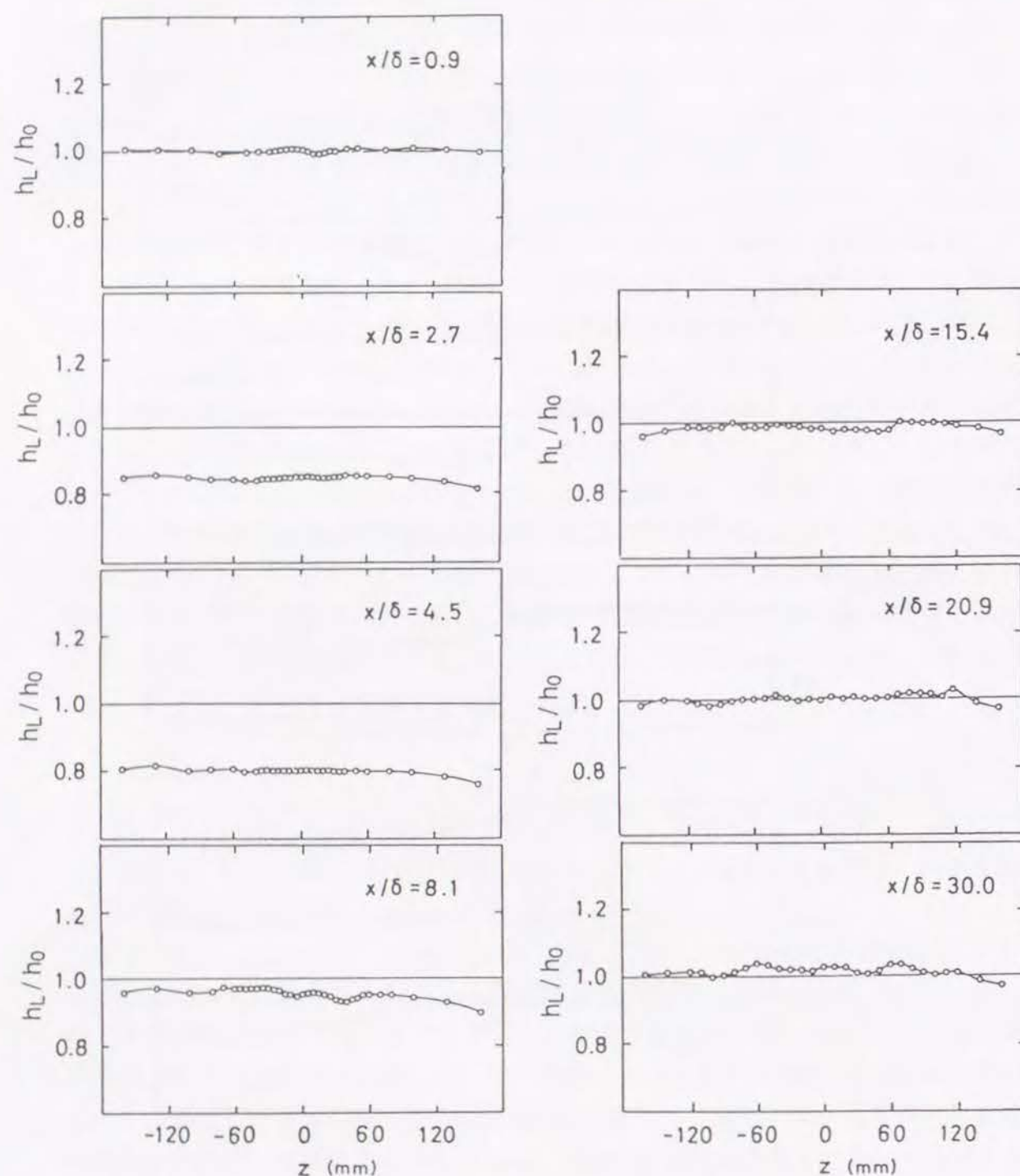


図5.2 LEBU板を挿入した場合の局所熱伝達率のスパン方向分布($H=4\text{mm}$)

に迎え角が設定されている。なお、図中の円弧状の矢印は渦発生体から発生する渦の回転方向を示している(以下の図についても掲載様式は同様である)。また、図中の破線は参考値であって、形式Dの結果から形式Eの場合(LEBU板のみを挿入した場合)に生じる局所熱伝達率の低下分($(h_0 - h_L)/h_0$)を差し引いた値を示す。図より、○印で示した形式D(渦発生体のみの場合)の結果を見ると、Eibeckら^{(5),(6)}が指摘しているように、渦発生体による伝熱促進効果が流れ方向の長い範囲にわたって存続することが確認できる。彼らは渦発生体の設置によって境界層と同規模の縦渦が生じて、その縦渦の吹き下ろし流によって伝熱促進が、また、吹き上げ流によって伝熱劣化が生じることを報告している。形式Dの分布は彼らの結果と定性的に類似しているので、本研究においても同様な縦渦が発生しているものと推察される。

いっぽう、△印で示した形式Cの結果を見ると、LEBU板を組合せると、第3章で議論したLEBU板の伝熱抑制作用によって、渦発生体による伝熱促進効果は減殺されることが分かる。形式Cの結果は破線で示した参考値の分布とはほぼ同じである。したがって、渦発生体の伝熱促進上の有効性は、LEBU板と組合せても消失しないことが分かる。すなわち、LEBU板の挿入によって生じる熱伝達率の低下分を、渦発生体の付設によって補うことが可能であって、LEBU板と渦発生体両者の組合せを用いる場合の伝熱特性の検討が有意義であることが分かる。

図5.3で検討した組合せ形式Cの場合には、伝熱面に渦発生体を設置するための何らかの加工を加える必要があるため、実際の観点からすると不便が生じることも少なくない。そこで本研究では、形式Aと形式Bの組合せのように、渦発生体をLEBU板の上面あるいは下面に一体として組合せる場合に注目する。

図5.4に両形式の組合せに対する実験結果を対比した。対比の対象としては、渦発生体高さ s と迎え角 α が互いに等しく、それぞれ $s=15\text{mm}$ 、 $\alpha=30^\circ$ とともに大きく、かつ組合せ物体の頂点位置高さがそれぞれ 21mm 、 22mm と互いにはほぼ等しい場合を選定した。後に見るように、 s と α は大きいほど伝熱促進上有利である。また、挿入物体の頂点位置高さを等しくすると、挿入物体と平板の間隙 c もほぼ類似した値(形式Aで 6mm 、形式Bで 7mm)になる(後に見るように、間隙 c は x/δ が小さい領域の伝熱特性への影響因子として重要である)。ただし、間隙 c を等しくするとLEBU板の挿入高さ H に違いが生じる(形式Aで $H=21\text{mm}$ 、形式Bで $H=7\text{mm}$)。第3章で指摘したように、 H が相違するとLEBU板による熱伝達率の低下様式が異なるので、単純な比較は困難である。そこで、議論の参考として、図5.4中に渦発生体を組合せたことによる熱伝達率の向上分(図5.1に示した h_L からの向上分)を各々の分布の下部に陰影を付して示した。これら陰影部の面積等を参考に形式Aと形式Bを比較すると、渦発生体をLEBU板に倒立姿勢で付設し

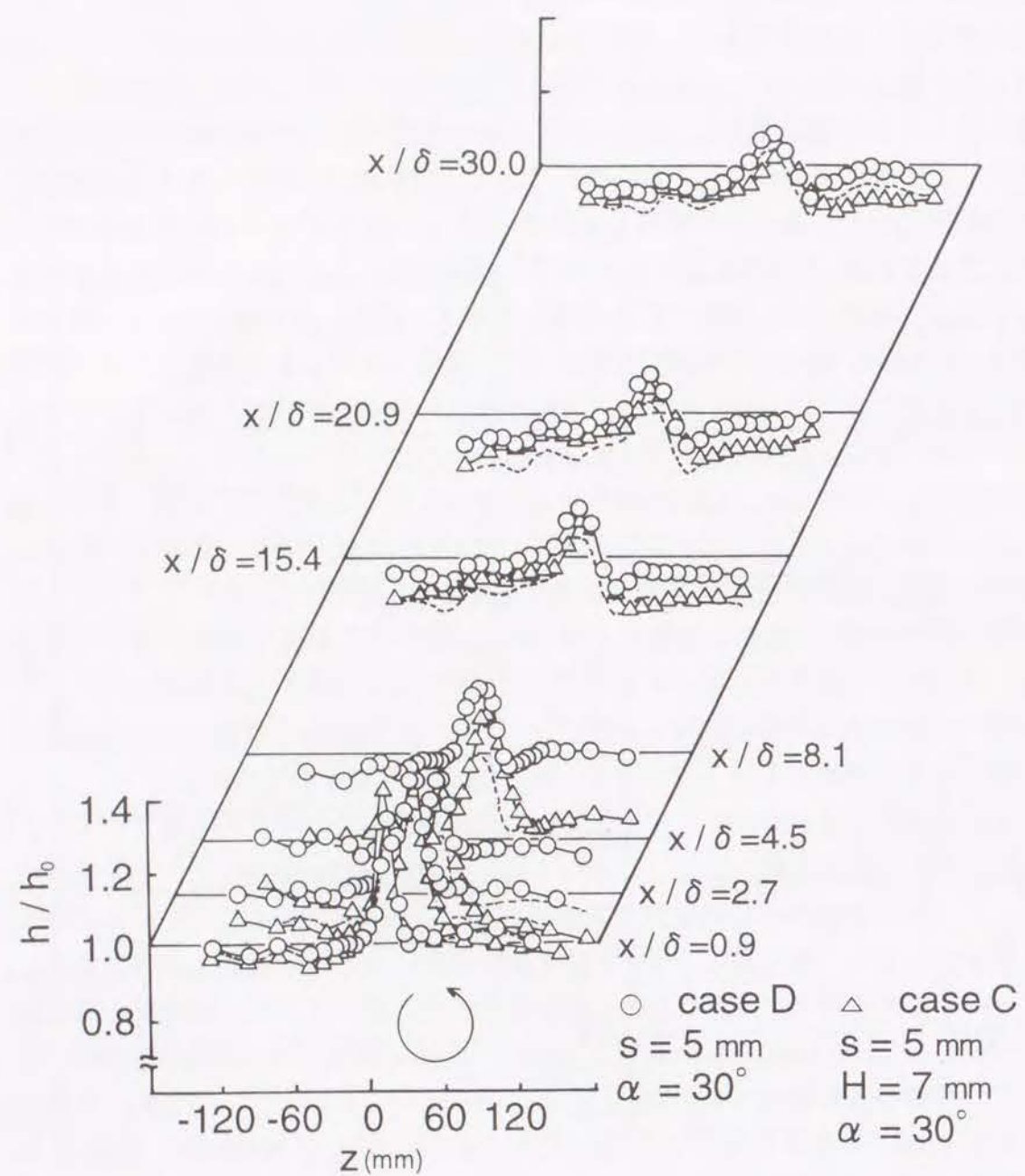


図5. 3 局所熱伝達率分布 (形式 C および D) ($s = 5$ mm, $\alpha = 30^\circ$)

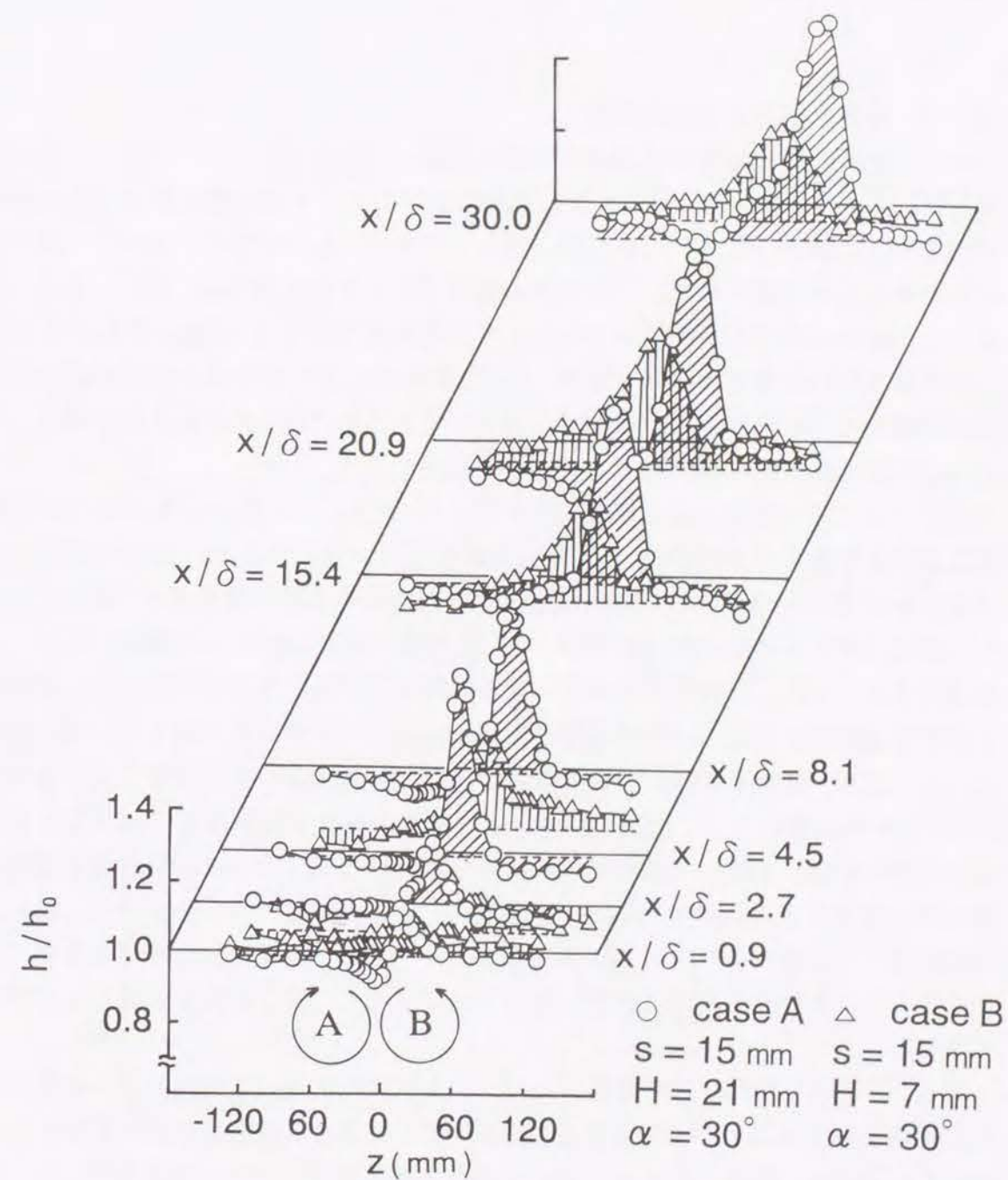


図5. 4 局所熱伝達率分布 (形式 A および B) ($s = 15$ mm, $\alpha = 30^\circ$)

た形式 A の熱伝達率結果は、形式 B の結果とそん色がないか、もしくは若干大きい傾向にある。そこで、本研究では、組合せ形式 A の場合について検討を行うことにした。

5. 4 局所熱伝達率分布の特徴

図 5. 4 の形式 A の局所熱伝達率分布を見易くするために、それを図 5. 5 に再掲した。図より、スパン中央に設置した渦発生体のすぐ下流位置において熱伝達率が向上する領域が現れ、それが下流に向かってスパン方向に広がりながら、流れ方向のかなり広い範囲にわたって存続する様子が改めて見て取れる。図 5. 6 には図 5. 5 の場合より寸法が小さい $s=5\text{mm}$ の渦発生体を高さ $H=7\text{mm}$ の LEBU 板の下面に取り付けた場合の結果を示す。この場合には LEBU 板の挿入位置が低いので、この影響を受けて熱伝達率が全体的に低下しているものの、その低下分が渦発生体の付設により局所的に補われている様子が観察できる。

図 5. 5 に示した形式 A の場合について、 $h/h_0 \geq 1.0$ となる領域(以下では伝熱促進領域と呼称する)の位置とスパン方向幅を図 5. 7 に示した。図中の○印は注目する x 位置におけるスパン方向熱伝達率分布中の最大値位置を表す。図 5. 7 から渦発生体による伝熱促進効果は x 方向の長い範囲にわたって継続することが確認できる。また、伝熱促進が達成できる領域幅は下流に向かって増大し、測定された最下流位置では近づき境界層厚さ δ ($\approx 28\text{mm}$) の 3 倍以上に達している。このことは、LEBU 板の挿入によって境界層中の大規模渦構造の破壊が生じるにもかかわらず、その影響によって渦発生体によって縦渦の発生が抑制中断されることがなく、縦渦が長い距離にわたって有効に保持されることを意味している。伝熱促進領域と最大熱伝達率位置は渦の放出方向と関連して、最上流位置においてすでに z 軸の正側に位置し、主流により下流へ吹き流されつつも、その位置は z の増大する側に移動すること、またその移動は必ずしも滑らかではなく、若干蛇行することなどが見て取れる。

図 5. 5 に示した熱伝達率分布からは、挿入物体の下流域では境界層が複雑な三次元構造を有することが示唆される。LEBU 板と組合せても渦発生体の有効性が消失しない事実は、両者の組合せを用いる場合の渦発生体下流域の流れ場が、三角翼渦発生体を単独で用いる場合のそれ^{(5), (6), (9), (10)}と類似することを示唆している。いま、より低いレイノルズ数下の層流境界層内に単一の三角翼渦発生体を挿入した Torii ら⁽¹⁰⁾の可視化実験の結果を参考にして考えると、まず渦発生体背面側で発生するはく離流線面がねじれ、ついでそれがらせん状に回転しつつ下流に流れるうち

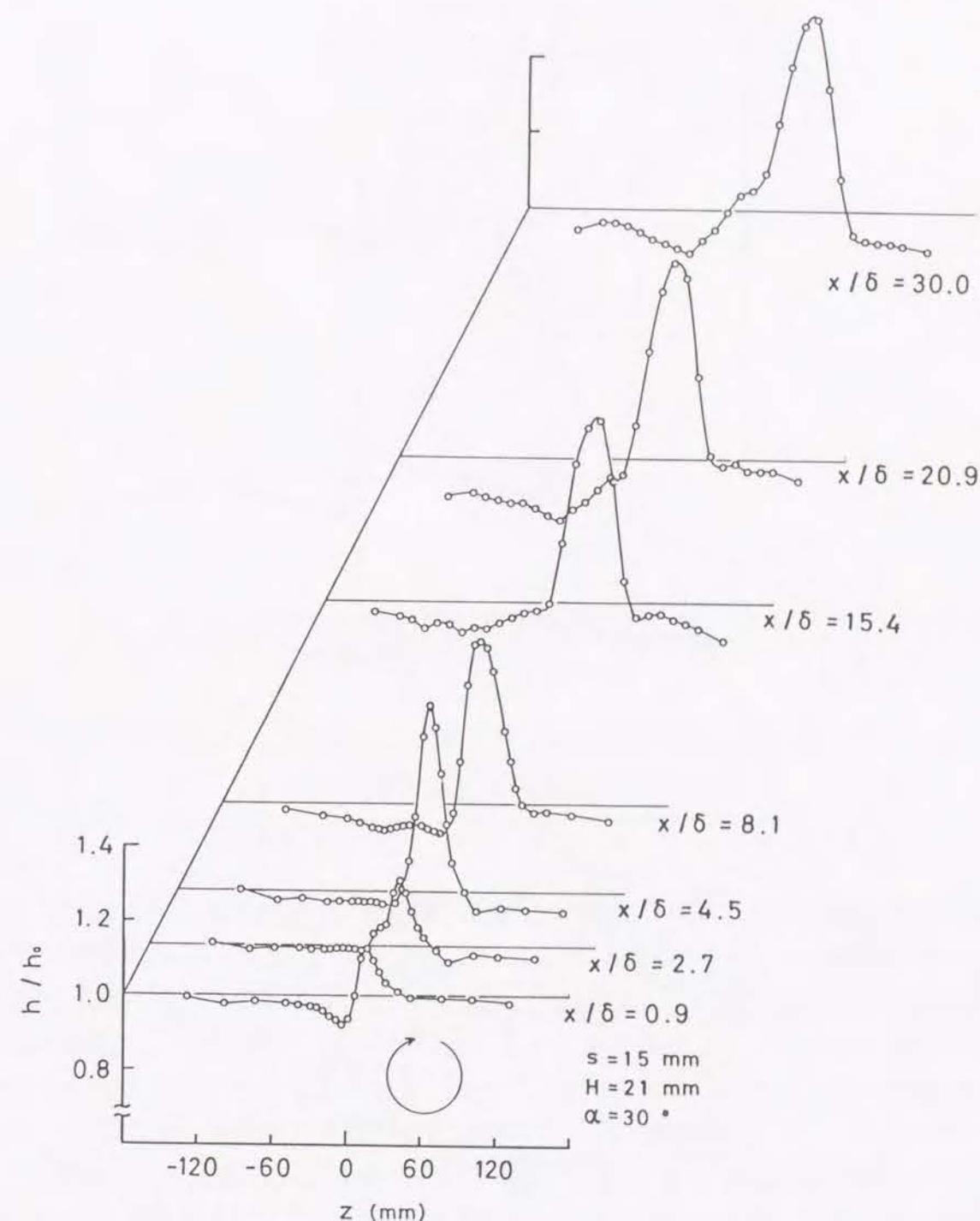


図 5. 5 局所熱伝達率分布 (形式 A) ($s=15\text{mm}$, $H=21\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$)

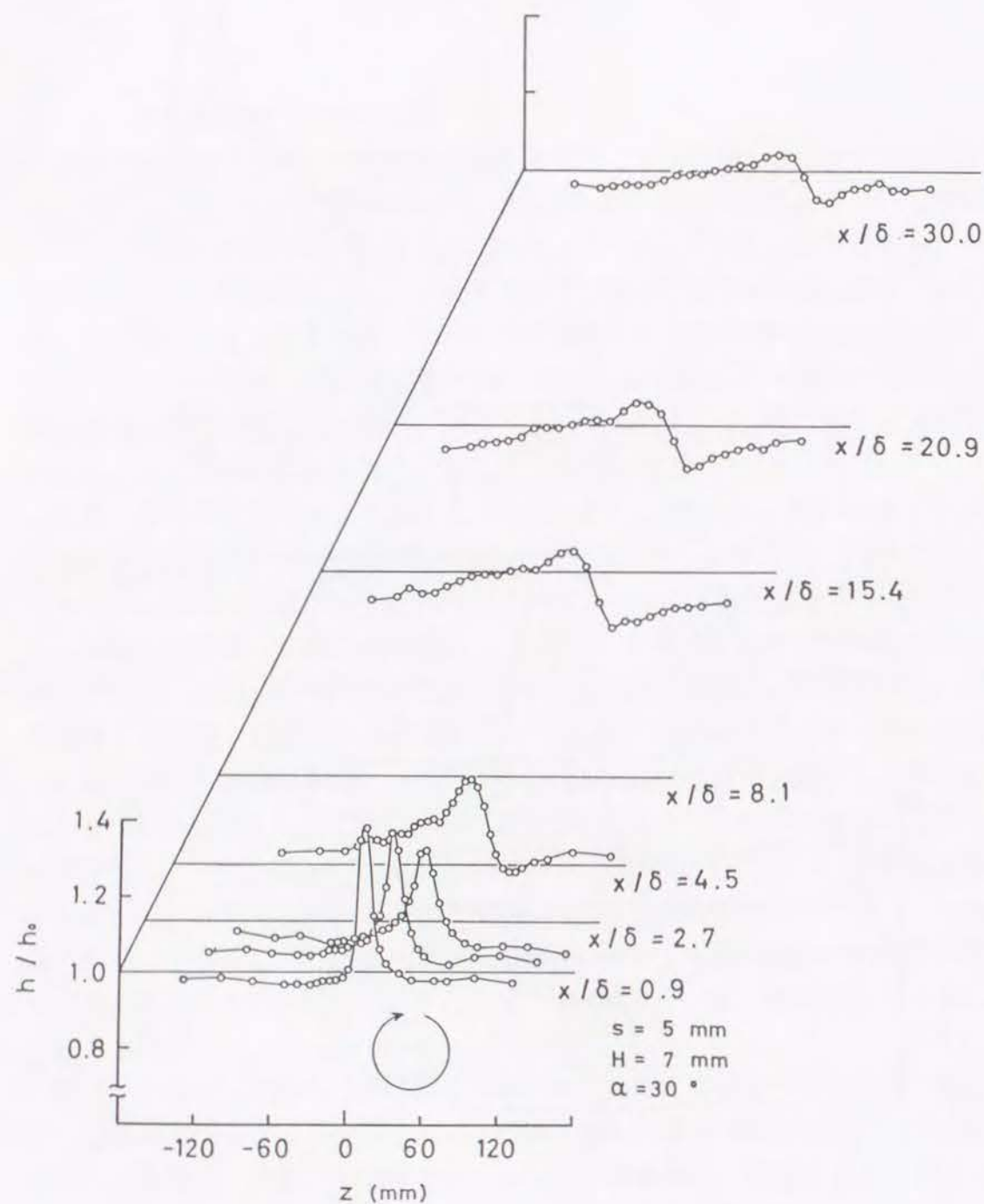


図5.6 局所熱伝達率分布 (形式A) ($s=5\text{mm}$, $H=7\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$)

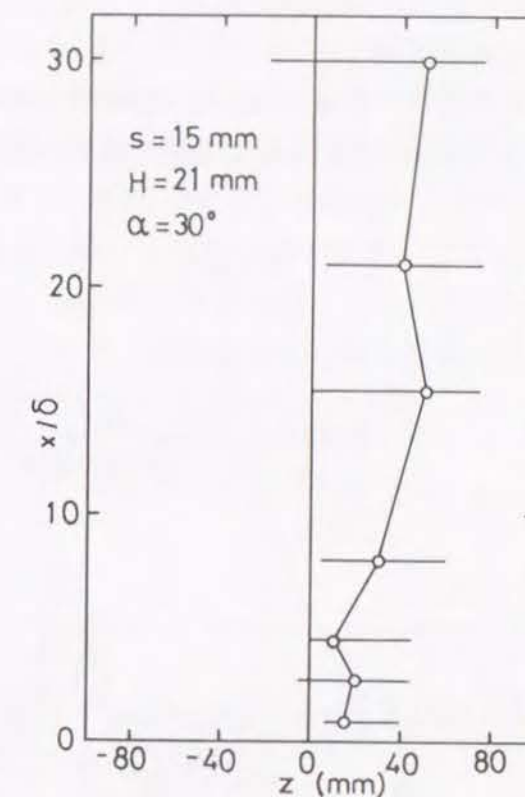


図5.7 伝熱促進領域と最大熱伝達率位置 (形式A)
($s=15\text{mm}$, $H=21\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$)

に、周りの流体を巻き込んで、境界層全体に及ぶ横断面寸法を有する渦に発達するものと推察される。図5.5の分布において、渦発生体のすぐ下流の熱伝達率が x 方向に急激に増大する特徴は、この渦発生体直後の離流線面のらせん状運動が明確に存在し、未だ横断面が境界層全域に及ぶ縦渦に発達していない領域の流れ構造を反映しているものと考えられる。図5.7に指摘した、 $h/h_0 \geq 1.0$ の領域の蛇行も、このことと関係があるものと推定される。熱伝達率分布の上でも、 $x/\delta \geq 8.1$ の領域では h の最大値がほぼ一定値を示すのに対して、その上流域では h の最大値とその分布形状が x 方向に急速に変化する様子が認められる。本論文では以下で、前者の領域を伝熱促進の発達領域、後者の領域を初期領域と呼ぶことにする。なお、図5.5を見ると熱伝達率が幾分低下している領域も存在している。初期領域の $-30\text{mm} \leq z \leq 0\text{mm}$ に認められる h の低下は縦渦形成時の吹き上げ流によって壁近傍の速度勾配が小さくなる、すなわち減速されることに起因すると推定される。

5. 5 熱伝達率分布に及ぼす幾何形状パラメータの影響

5. 5. 1 挿入高さ H の影響

図5. 8に渦発生体高さ $s(=10\text{mm})$ と迎え角 $\alpha (=30^\circ)$ を一定に保って、挿入高さ H を3通り($H=14, 21, 24\text{mm}$)に変更した場合の局所熱伝達率の結果を比較した。

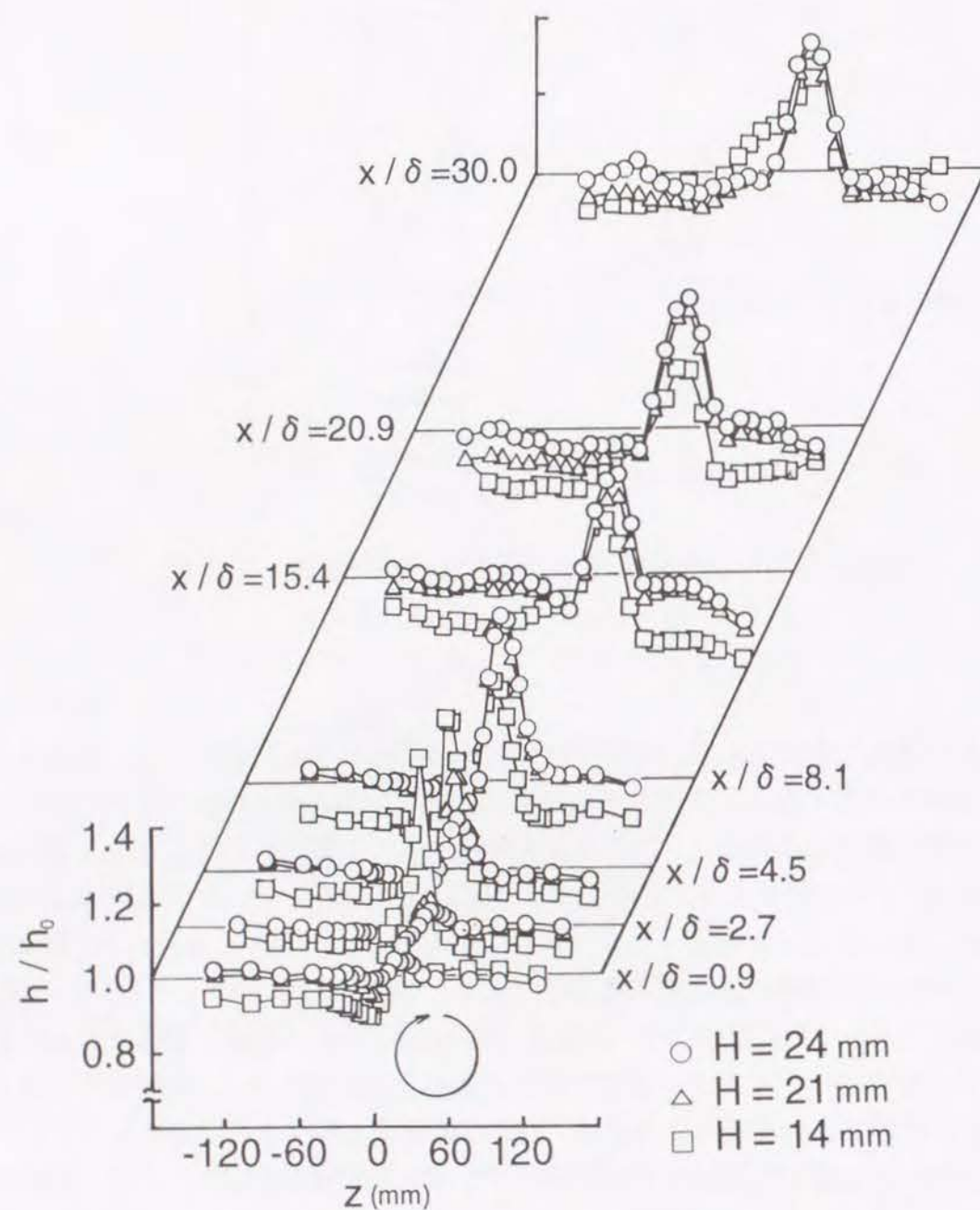


図5. 8 局所熱伝達率分布に及ぼす H の影響 ($s=10\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$ 据え置き)

また、図5. 9にはそれらに加えて H を計5通り($H=12, 14, 16, 21, 24\text{mm}$)に変化させた場合に測定された、スパン方向熱伝達率分布の最大値 h_{LV} に対応する最大伝熱促進率 $h_{LV} (= (h_{MAX} - h_L) / h_0)$ の x 方向分布を比較した。両図より、挿入高さが低いほうが初期領域の熱伝達率は x/δ のより小さい位置から増大傾向を示し始めることが分かる。これは、渦発生体の翼端と平板の隙間 c がより小さくなり、挿入物体により近接した位置から縦渦が壁近傍に存在するためであろう。図5. 9の h_{LV} の第1極大値は、いずれの場合もほぼ同様の値を示している。そのいっぽうで、発達領域における h の値は、 H が低いほどLEBU板の伝熱抑制作用をより大きく受けるため逆に小さい。したがって、伝熱促進の立場から熱伝達率の分布を全体的に見ると、どちらかというと挿入高さ H が大きい方が若干有利であると思われる。

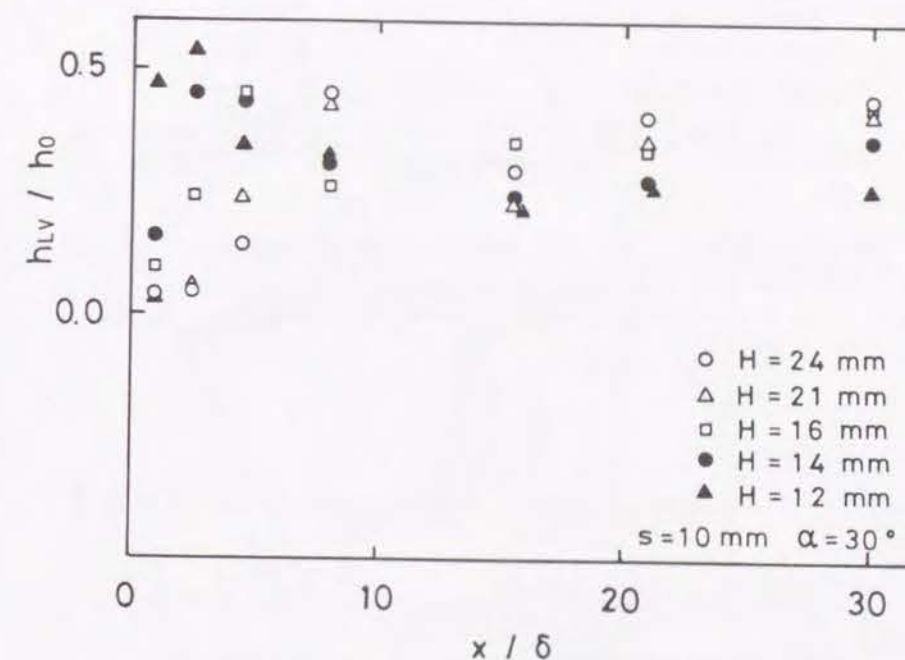


図5. 9 渦発生体による伝熱促進 h_{LV} の x 方向分布 (H の影響)

5. 5. 2 渦発生体高さ s の影響

図5. 10に、挿入高さ $H(=21\text{mm})$ と迎え角 $\alpha (=30^\circ)$ を据え置いて、渦発生体高さ s を3通り ($s=5, 10, 15\text{mm}$) に変更した場合の測定結果の一例を比較した。また、図5. 11, 図5. 12に各場合における最大伝熱促進率 h_{lv} およびピーク熱伝達率位置の流れ方向分布をそれぞれ示す。

図5. 10より、渦発生体が高いほど伝熱促進が得られる領域の幅が広く、また

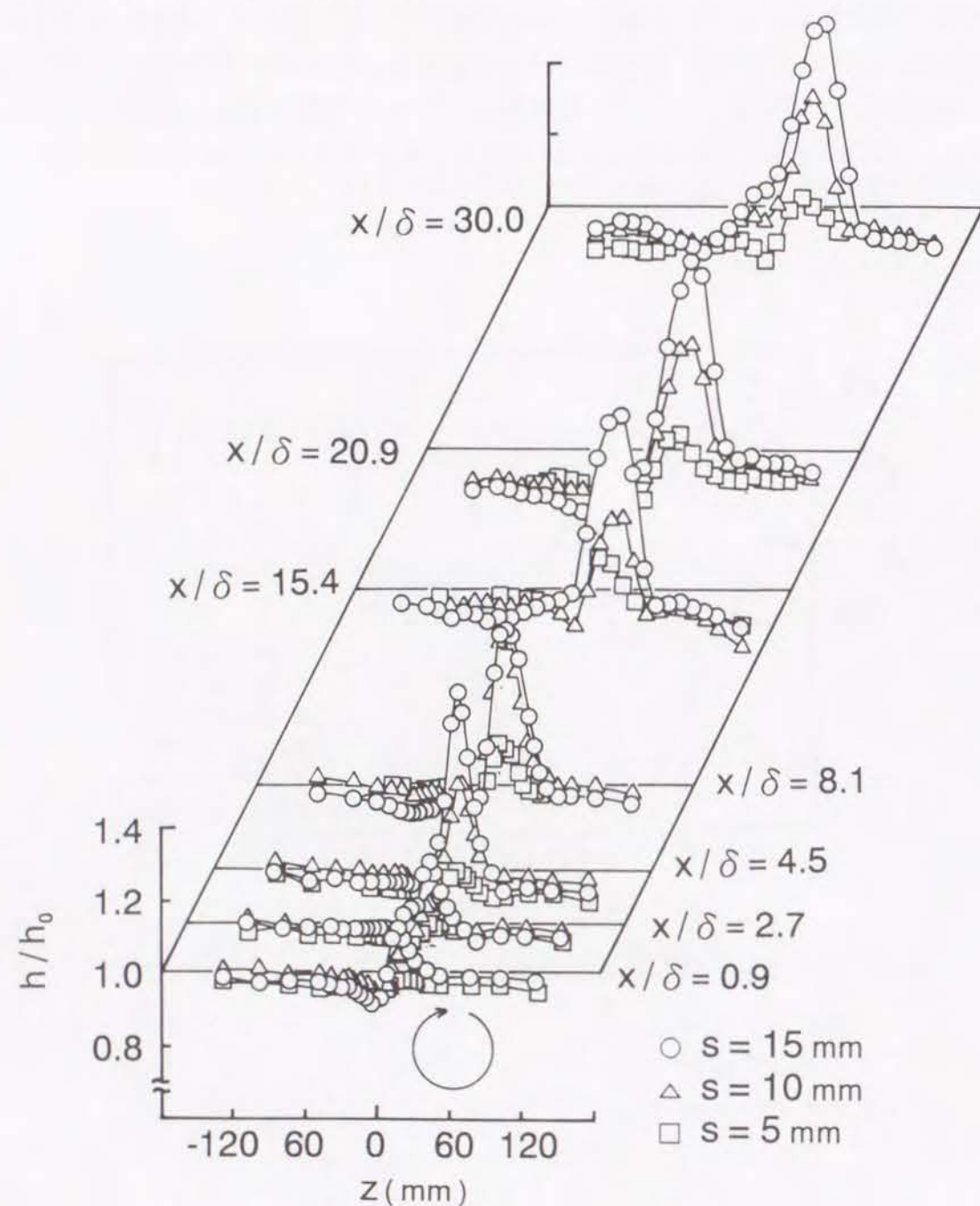


図5. 10 局所熱伝達率分布に及ぼす s の影響 ($H=21\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$ 据え置き)

熱伝達率の値も大きいことが認められる。とくに、初期領域、発達領域のいずれにおいても大きいことが図5. 11から明りように読み取れる。また、図5. 12では s の値が大きいほど熱伝達率の最大値位置はより z の正方向に移動し、かつその移動の蛇行程度がより顕著になることが観察される。このように、渦発生体の高さは伝熱促進効果に顕著な影響を与える。これは、 s が大きいほど発生する渦はより強く、その横断面寸法はより大きくなるためと考えられる。

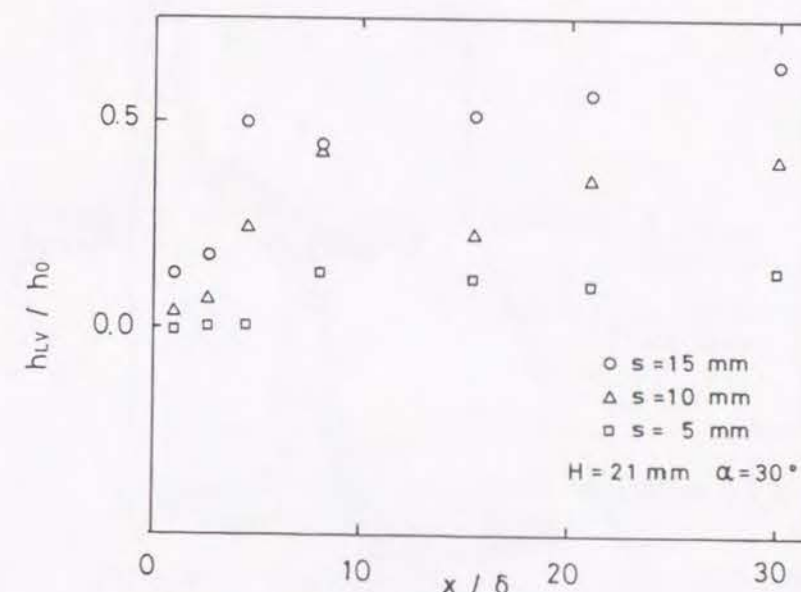


図5. 11 渦発生体による伝熱促進 h_{lv} の x 方向分布 (s の影響)

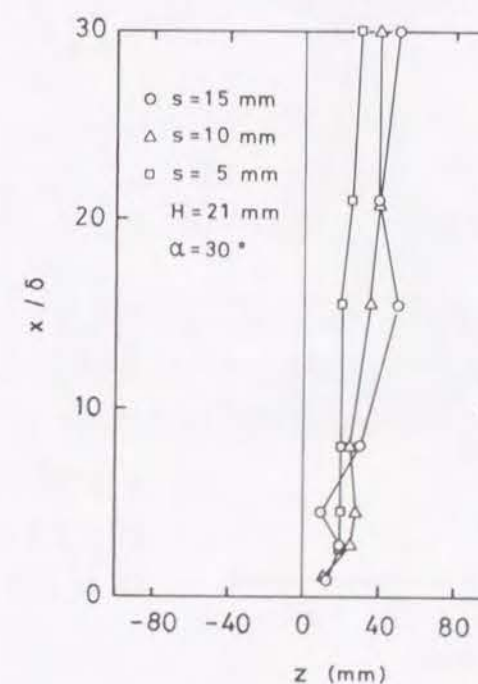


図5. 12 最大熱伝達率スパン方向位置 (s の影響)

5. 5. 3 渦発生体の先端と平板の隙間 $c (=H-s)$ の影響

図5. 13に迎え角 $\alpha (=30^\circ)$ を一定として、 H と s を共に変更して、渦発生体翼端と平板の隙間 c を同一にした場合 ($H=16\text{mm}$, $s=10\text{mm}$), ($H=21\text{mm}$, $s=15\text{mm}$) ; $c=6\text{mm}$) の測定結果の一例を示した。これまでと同様に、図5. 14にはこの場合の最大伝熱促進率の流れ方向変化を示した。両図より、発達領域では H が (した

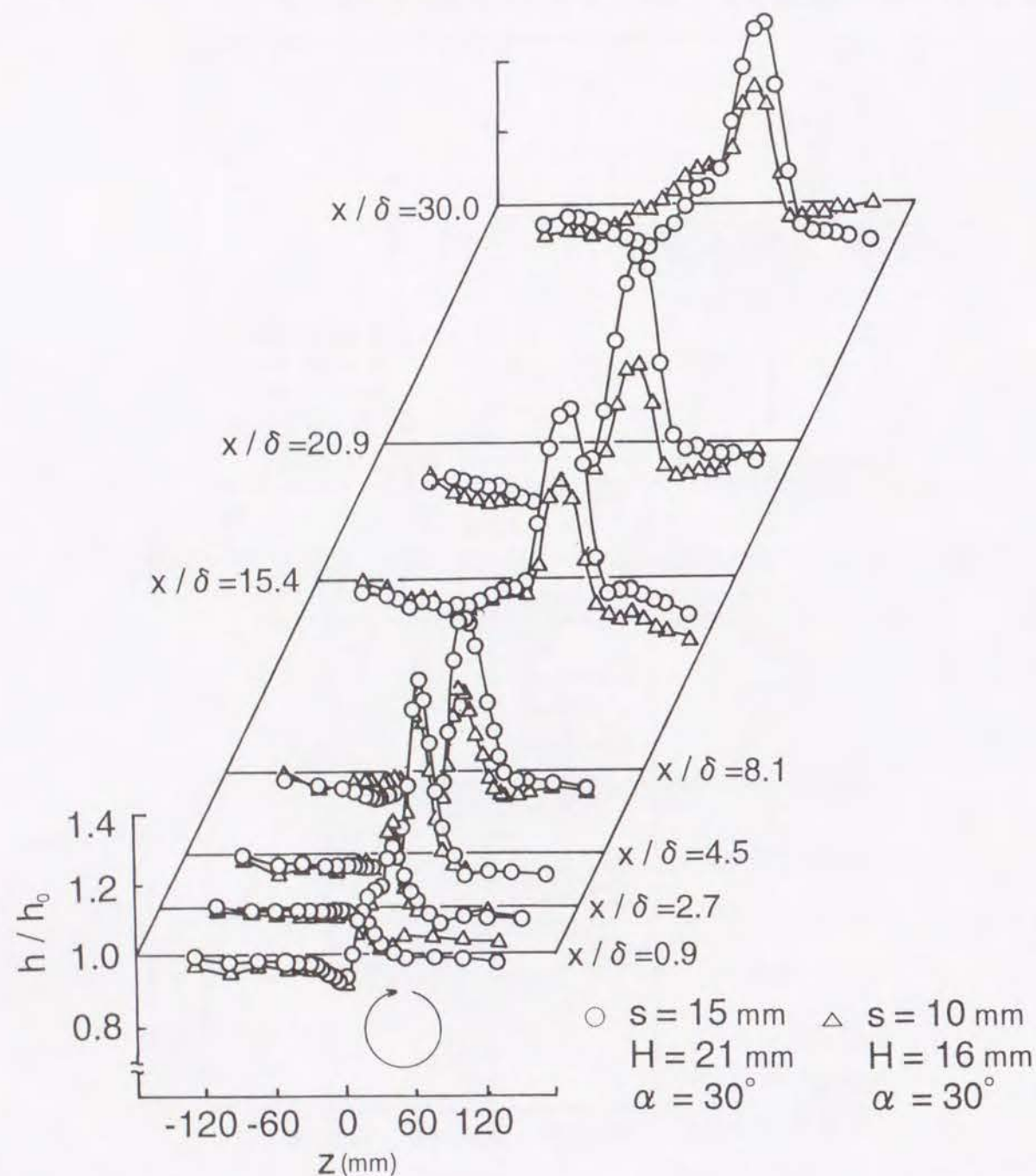


図5. 13 局所熱伝達率分布に及ぼす c の影響 ($c = 6\text{mm}$)

がって s も) 大きい場合が伝熱促進上有利であることが分かる。いっぽう、初期領域では熱伝達率は H の値に顕著に依存せず、むしろ隙間 c が伝熱特性因子であることが読み取れる。

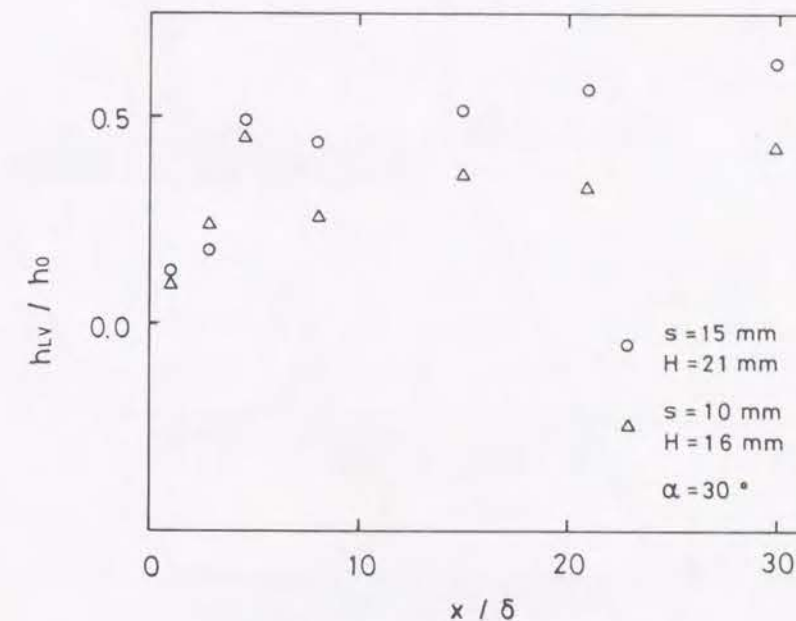


図5. 14 渦発生体による伝熱促進 h_{LV} の x 方向分布 (c の影響: $c=6\text{mm}$)

5. 5. 4 迎え角 α の影響

図5. 15に $H(=21\text{mm})$ と $s(=10\text{mm})$ の値を据え置いて、迎え角 α を3通り ($\alpha=10^\circ$, 20° , 30°) に変更した場合の熱伝達率分布の一例を比較した。また、図5. 16, 図5. 17に各場合における最大伝熱促進率 h_{LV} およびその最大値位置の流れ方向変化をそれぞれ示した。図5. 15, 図5. 16から、本実験の検討範囲では、初期領域、発達領域双方の全域にわたって、迎え角が大きい方が伝熱促進の大きさと伝熱促進達成領域幅がともに大きく、伝熱促進上有利であることが結論される。また、図5. 17より、 α の値が大きいほど h の最大値位置はより z の正方向に移動することが分かる。

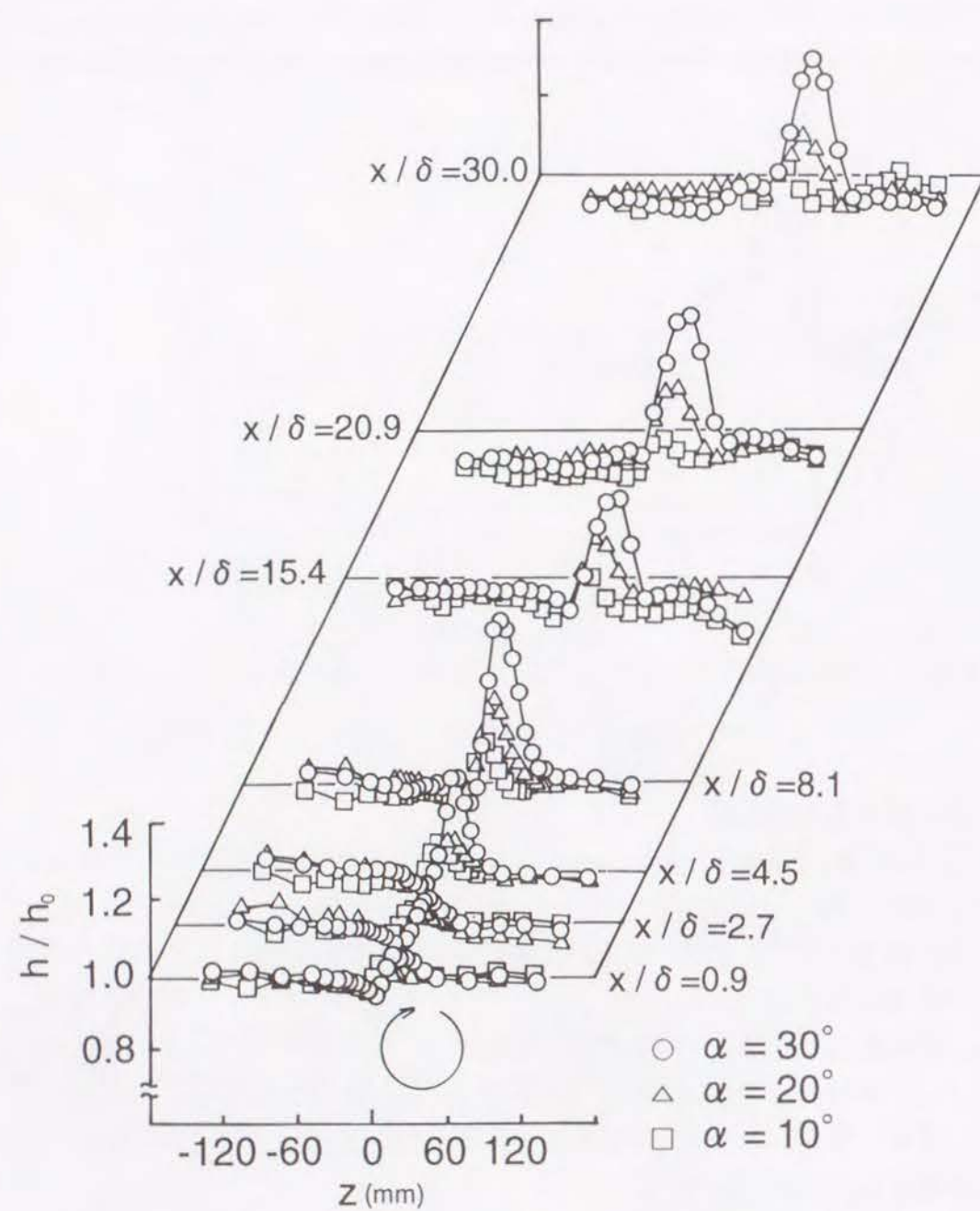


図5. 15 局所熱伝達率分布に及ぼす α の影響($H=21\text{mm}$, $s=15\text{mm}$ 据え置き)

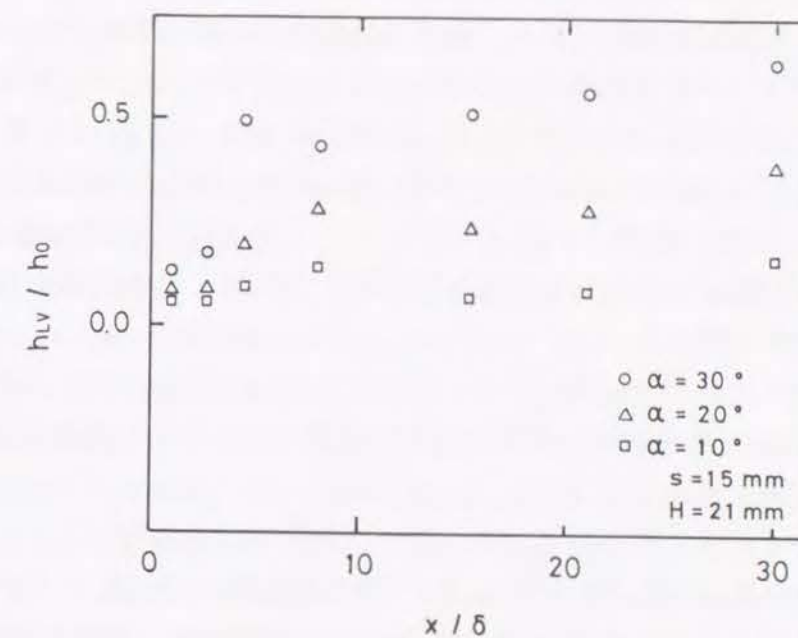


図5. 16 渦発生体による伝熱促進 h_{LV} の x 方向分布 (α の影響)

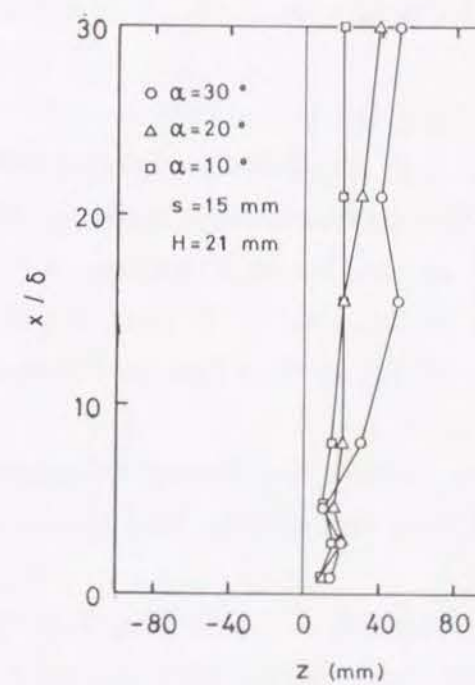


図5. 17 最大熱伝達率スパン方向位置 (α の影響)

5. 6 結言

本章では、LEBU 板に三角翼形状の渦発生体を付設した組合せ物体を乱流境界層内に挿入して、LEBU 板の挿入により生じる熱伝達率の低下分を引き上げることが可能か否か、またどの程度の熱伝達の向上が得られるか、について検討した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) 本研究で試みたいずれの組合せ形式においても、渦発生体による伝熱促進は流れ方向の広い範囲にわたって生じる。したがって渦発生体の有効性は LEBU 板と組合せても失われることはなく、検討した組合せは、いずれも伝熱促進上有効である。
- (2) 検討を施した組合せ形式のうち、渦発生体を LEBU 板の下面に倒立姿勢で付設する形式 A の場合が伝熱面の加工が不要であるため実用的利点があり、かつ伝熱促進上最も有効である。
- (3) この組合せの挿入高さ H はそれが近づき流れの境界層厚さ δ より小さい範囲では、伝熱促進率に対してそれほど重要な影響因子とはならない。そのいっぽうで、渦発生体の高さ s と迎え角 α は伝熱促進率に重要な影響を与え、 $s \leq \delta$ 、 $\alpha \leq 30^\circ$ の範囲では両者が大きいほど伝熱促進上有利である。また、伝熱促進初期領域においては、渦発生体の翼端と平板との隙間 c がその伝熱特性を支配する因子である。

参考文献

- (1) F. J. Edwards and C. J. R. Alker, The Improvement of Forced Convection Surface Heat Transfer Using Surface Protrusions in the Form of (A) Cubes and (B) Vortex Generators, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conference, Vol.2, 1974, pp.244-248.
- (2) C. M. B. Russell, T. V. Jones and G. H. Lee, Heat Transfer Enhancement Using Vortex Generators, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol.3, 1982, pp.283-288.
- (3) A. Y. Turk and G. H. Junkhan, Heat Transfer Enhancement Downstream of Vortex Generators on a Flat Plate, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference, Vol.6, 1986, pp.2903-2908.
- (4) M. Fiebig, P. Kallweit and N. K. Mitra, Wing Type Vortex Generators for Heat Transfer Enhancement, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 6, 1986, pp.2909-2913.
- (5) P. A. Eibeck and John K. Eaton, The Effects of Longitudinal Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer on Momentum and Thermal Transport, Proc. 8th Int. Heat

Transfer Conference., 1986, pp.1115-1120.

- (6) P. A. Eibeck and John K. Eaton, Heat Transfer Effects of a Longitudinal Vortex Embedded in a Turbulent Boundary Layer, ASME J. Heat Transfer, Vol.109, 1987, pp.16-24.
- (7) W. R. Pauley and John K. Eaton, Experimental Study of the Development of Longitudinal Vortex Pairs Embedded in a Turbulent Boundary Layer, AIAA J., Vol. 26, 1988, pp.816-823.
- (8) W. R. Pauley and John K. Eaton, The Effect of Embedded Longitudinal Vortex Arrays on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer, ASME J. Heat Transfer, Vol.116, 1994, pp.871-879.
- (9) K. Torii and J. I. Yanagihara, The Effects of Longitudinal Vortices on Heat Transfer of Laminar Boundary Layers, JSME Int. J., Series 2, Vol.32, No.3, 1989, pp.395-402.
- (10) K. Torii, J. I. Yanagihara and Y. Nagai, Heat Transfer Enhancement by Vortex Generators, Proc. of ASME/JSME Thermal Engineering, Vol.3, 1991, pp.77-83.
- (11) S. Tiggelbeck, N. K. Mitra and M. Fiebig, Experimental Investigations of Heat Transfer Enhancement and Flow Losses in a Channel with Double Rows of Longitudinal Vortex Generators, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.9, 1993, pp.2327-2337.
- (12) M. Fiebig, Vortex Generators for Compact Heat Exchangers, J. of Enhanced Heat Transfer, Vol. 2, Nos. 1-2, 1995, pp.43-61.

6. 1 緒言

第5章の考察から、渦発生体による伝熱促進効果はLEBU板と組合せても失われることはなく、それは流れ方向の広い範囲にわたって生じること、すなわち、この組合せが伝熱促進上有効であることが分かった。

本章では、この場合の伝熱促進メカニズムを探るために、組合せ物体下流の熱流動場について議論を施す。第5章の熱伝達率分布から考えると、挿入物体の下流域では境界層が歪んで複雑な三次元構造を呈することが推察される。とくに、渦発生体をLEBU板と組合せても、その有効性が顕著に消失しないことは、両者の組合せを用いる場合の流れ場が、渦発生体を伝熱面に直接付設したこれまでの研究例^{(1)~(3)}に見られる流れ場と類似することを示唆している。Eibeckら⁽¹⁾は渦発生体を設置した平板上の乱流境界層において、伝熱促進は平均熱流動場が歪むことにより生じることを報告している。また、Toriiら⁽³⁾は平板層流境界層における同様の実験において、平均熱流動場の歪みとともに、乱れの発生によっても熱伝達が向上することを報告している。

そこで、本章ではまず、5孔球ビトプローブおよび熱電対プローブを用いて得られる3方向の平均速度場、および平均温度場の測定結果から、組合せ物体下流域における平均熱流動場の構造ならびにそれと伝熱促進の関係について考察する。さらに、I形、V形熱線風速計を用いて測定した変動速度場の構造についても議論する。

6. 2 平均速度分布

6. 2. 1 伝熱促進の初期領域における平均速度分布

本節では、第5章2節に示した組合せ形式Aのうち、伝熱特性が最も良好であった幾何的形狀($H=21\text{mm}$, $s=15\text{mm}$, $\alpha=30^\circ$)に注目して、組合せ物体下流域における平均速度分布について議論する。

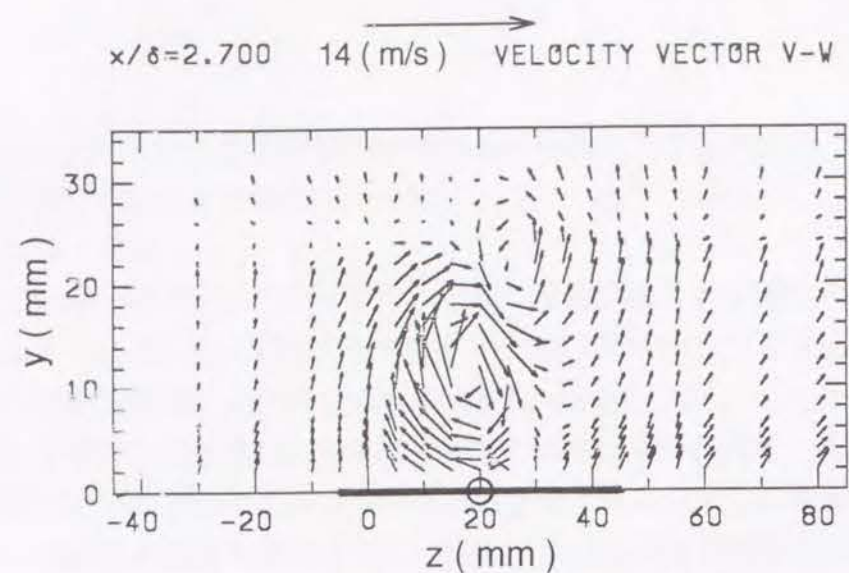
図6. 1~図6. 3は、初期領域内の3箇所の異なる流れ方向位置 $x/\delta=2.7$, 4.5, 8.1において得られた断面内平均速度分布を示している。各図において(a), (b), (c)はそれぞれ二次流の速度ベクトル線図、二次流の速度成分から求めた等渦度線図、 x 方向速度成分 U の等高線図である。各図は上流から下流方向を透視した図として描いてある。また、図(a)の上部に描かれている矢印は主流速度 $U_\infty (=14\text{m/s})$ の大きさ

を示している。なお、各図に記した横軸上の太線部分は伝熱実験データから読み取った伝熱促進領域 ($h/h_0 \geq 1.0$) であり、その太線上の○印は最大熱伝達率位置を示している。

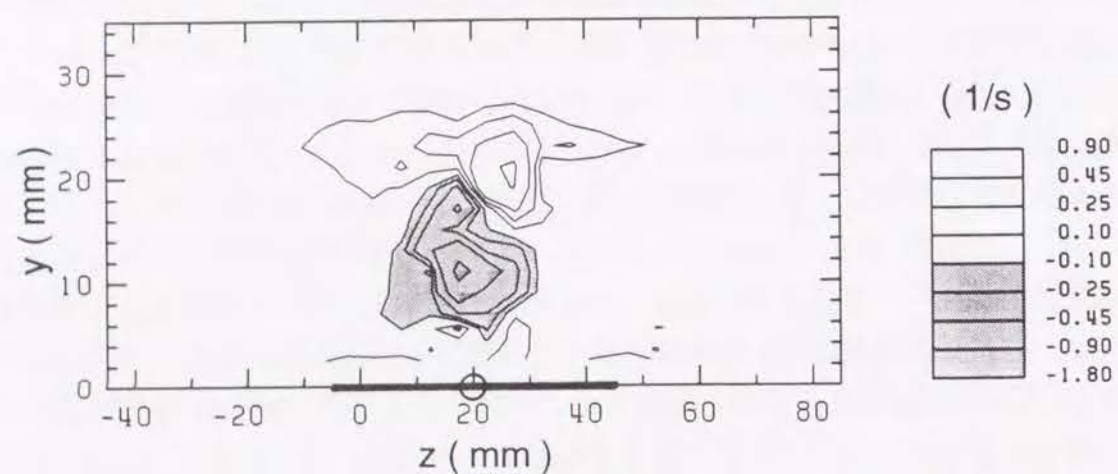
まず、図6. 1(a)の速度ベクトル線図をみると、 $x/\delta=2.7$ において $(y, z)=(12\text{mm}, 18\text{mm})$ あたりを中心とする時計回りの回転方向を持つ渦と、 $(y, z)=(22\text{mm}, 28\text{mm})$ あたりを中心とする反時計回りの回転方向を持つ渦の存在が認められる。図6. 1(b)をみると、前者の渦(渦度は負)の方が後者の渦(渦度は正)よりも大きい渦度を有していることが分かる。Toriiら⁽³⁾が層流境界層において実施した、三角翼渦発生体まわりの流れの可視化実験結果を基に推察すると、前者の渦は上流側からみて三角形翼の正面($z>0\text{mm}$)に到達する流体が翼の斜辺部を乗り越えながら通過し、その上辺ではなく離して、静圧の低い翼背面に巻き込まれることにより生成される縦渦であると考えられる。また、後者の渦は三角形翼とLEBU板とのコーナー部に($z<0\text{mm}$)に到達した流体が翼前縁部から翼背面部の低圧部に引き込まれて方向転換し、前者の渦の影響を受けてそれと反対の回転方向を持つ渦になるものと考えられる。以下では、前者の渦を主渦、後者の渦を副渦と呼称する。

図6. 1(c)の U の等高線図をみると、境界層内の流れ場が三次元構造を有していることが明りょうに見て取れる。いま、境界層内の流体を主流速度の大きさによって、かりに低速流体 ($U<11\text{m/s}$)、中速流体 ($11\text{m/s} \leq U \leq 12\text{m/s}$)、高速流体 ($U>12\text{m/s}$) の3種類に区別して呼称することによると、 $z>20\text{mm}$ の領域において壁近傍まで高速流体が到達していることが認められる。その一方で、 $z<20\text{mm}$ の領域では、とくに、 $z=5\text{mm}$ 付近において低速流体が境界層の上方に到達している様子も見て取れる。これらは、図6. 1(a)で見られた断面内二次流のそれぞれ吹き下ろし流および吹き上げ流によってもたらされたものである。なお、 $(y, z)=(8\text{mm}, 15\text{mm})$ を中心として存在する高速流体は、三角翼の正面に到達した流体が翼の斜辺部を通過する際に加速を受けた結果であると思われる。また、 $(6\text{mm} \leq y \leq 21\text{mm}$ かつ $15\text{mm} \leq z \leq 25\text{mm})$ 周辺に存在する低・中速流体は渦発生体の後流における速度欠損領域に相当する。その速度欠損領域の上端高さにおいて、 z 軸にはほぼ平行な二次元的な若干の速度低下が認められるが、これはLEBU板後流に生じる速度低下である。挿入物体のすぐ下流断面においては、LEBU板挿入高さ位置より上部位置では縦渦の影響はさほど大きくないようである。

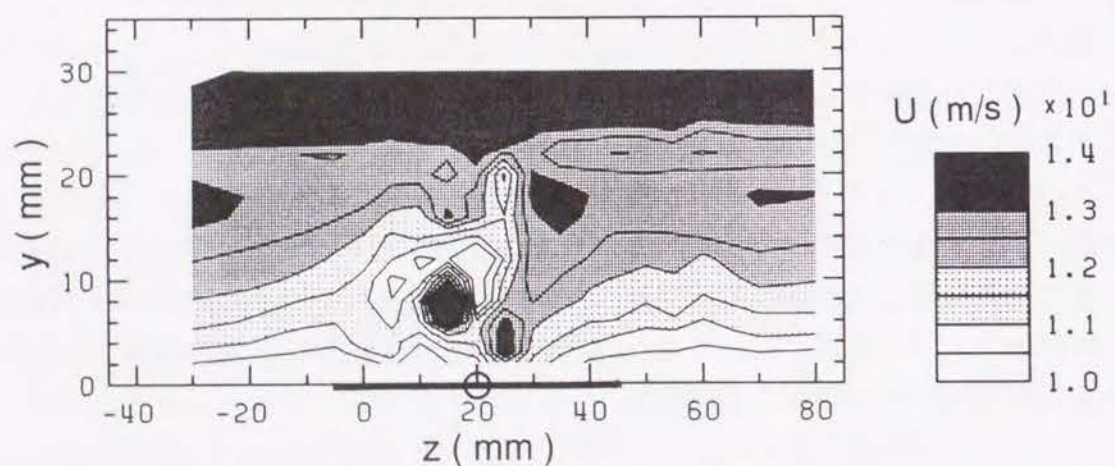
図6. 2および図6. 3を見ると、先ほど述べた二つの渦が初期領域の最終断面に至るまでに、それらの渦度を弱めながらも渦の大きさを維持しつつ壁面へと到達する様子が見て取れる。それらの流体運動は境界層の厚さ方向のほぼ全域にわたっており、したがって、境界層外層の速度分布も顕著な歪みを有するに至っている。



(a) 二次流速ベクトル線図

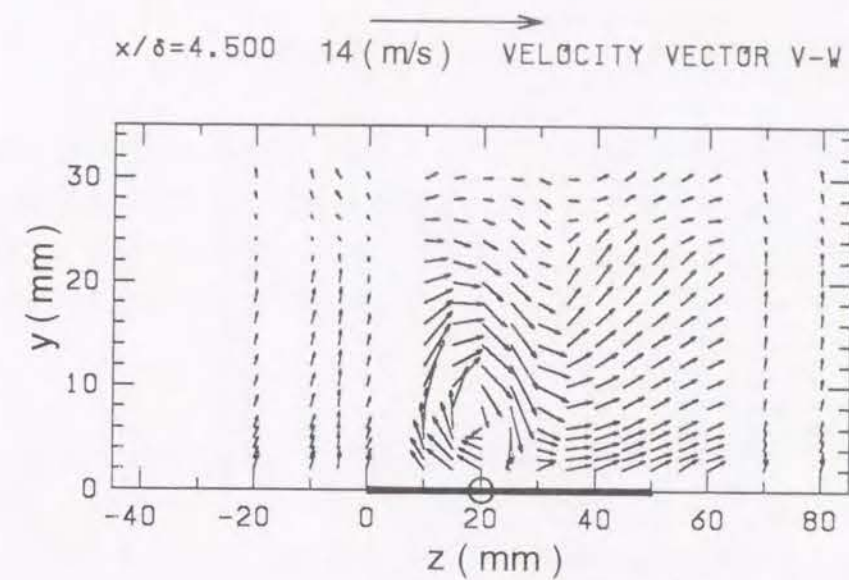


(b) 等渦度線図

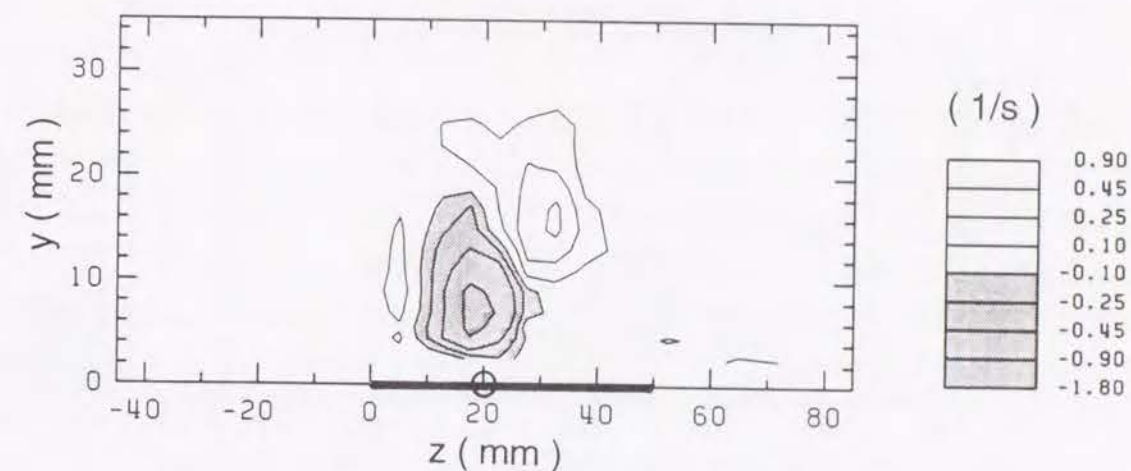


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

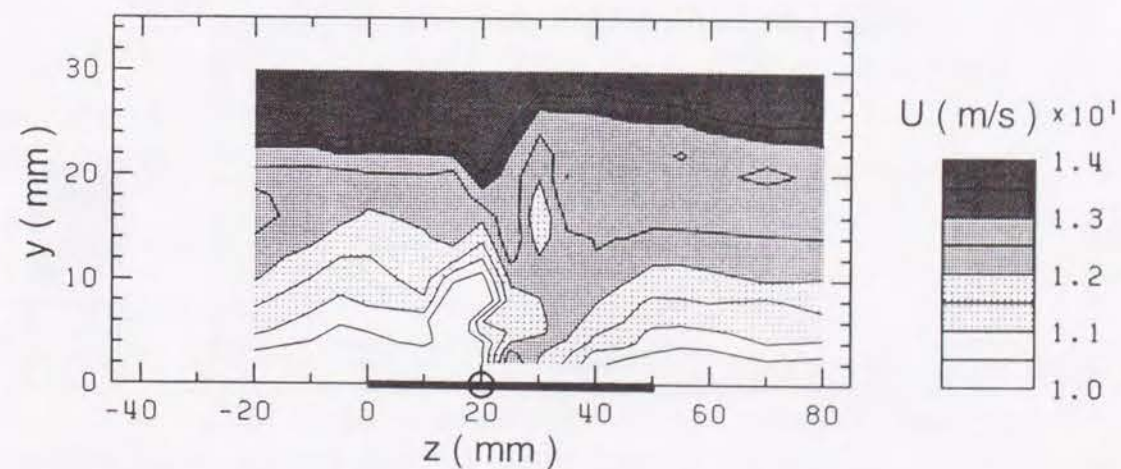
図 6. 1 伝熱促進の初期領域における平均速度分布 ($x/\delta=2.7$)



(a) 二次流速ベクトル線図



(b) 等渦度線図



(c) x 方向速度成分 U の等高線図

図 6. 2 伝熱促進の初期領域における平均速度分布 ($x/\delta=4.5$)

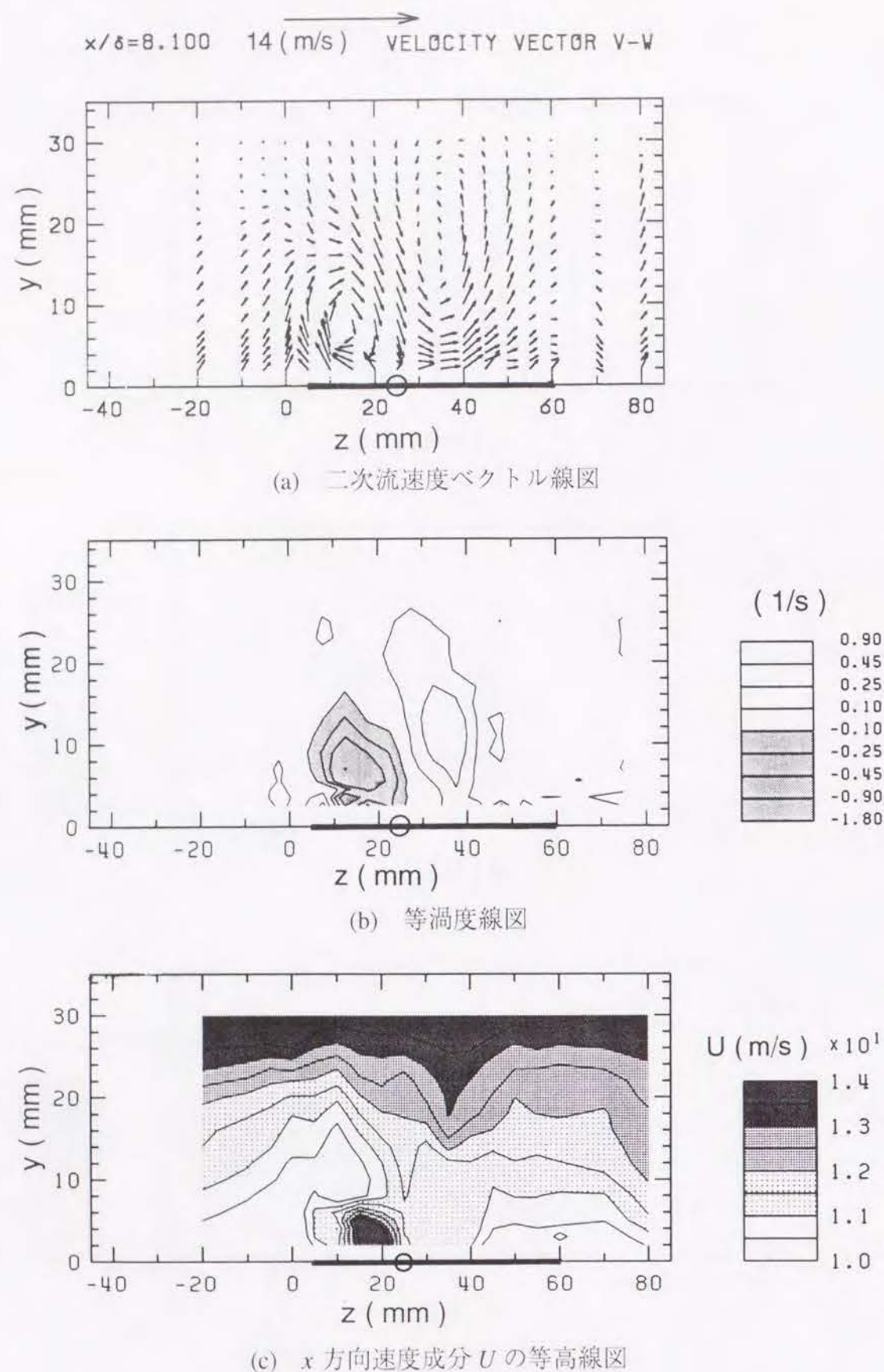


図6.3 伝熱促進の初期領域における平均速度分布 ($x/\delta=8.1$)

伝熱促進の観点から図6.1から図6.3を通して見ると、まず、伝熱促進のピーク位置は高速流体が存在する位置にはほぼ一致すること、また、伝熱促進領域は二次流による平板面への吹き下ろし流が存在する領域だけでなく、吹き上げ流が存在する領域をも含んでいることが分かる。

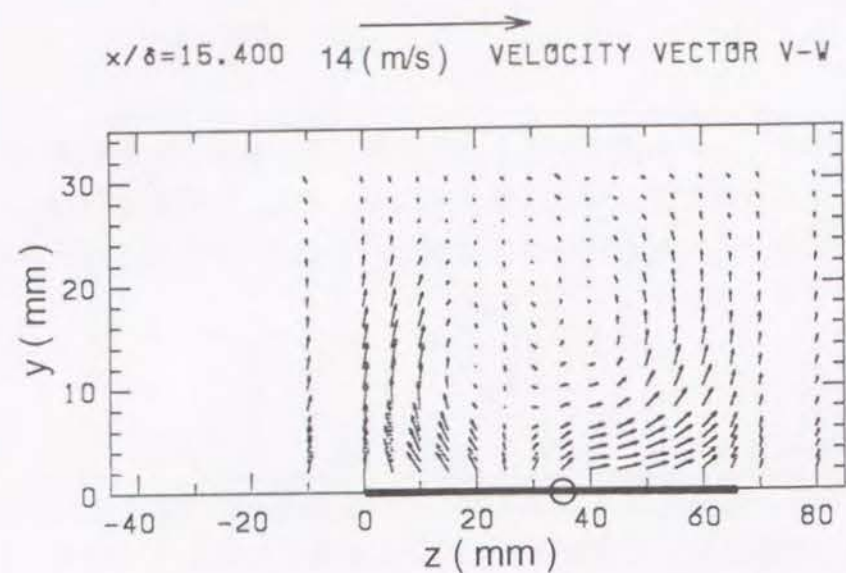
6.2.2 伝熱促進の発達領域における平均速度分布

図6.4～図6.6に、伝熱促進の発達領域に属する3箇所の異なる流れ方向位置 $x/\delta=15.4, 20.9, 30.0$ において得た断面内の測定結果を図6.1～図6.3と同様の形式で示す。まず、二次流のベクトル線図と等渦度線図を概観すると、初期領域において確認された二つの渦は発達領域においても存在すること、それらの渦度は下流に行くにしたがって小さくなる様子が見て取れる。主渦の方が副渦より早く弱まる様子も分かる。流体運動のうち、初期領域で見られた顕著な下降流はもはや認められないものの、上昇流は依然として存在しており、縦渦の影響が最下流位置まで存続していることが分かる。とくに、 $40\text{mm} \leq z \leq 70\text{mm}$ 付近の壁近傍においては強い上昇流が認められ、副渦が下流に向かうにつれて z の正方向に移動することが観察される。二次ベクトル線図において下降流が認められないのは、縦渦の渦度が小さくなる上に、境界層厚さが増すことに関連して上向き流れが存在する傾向があるためと考えられる。

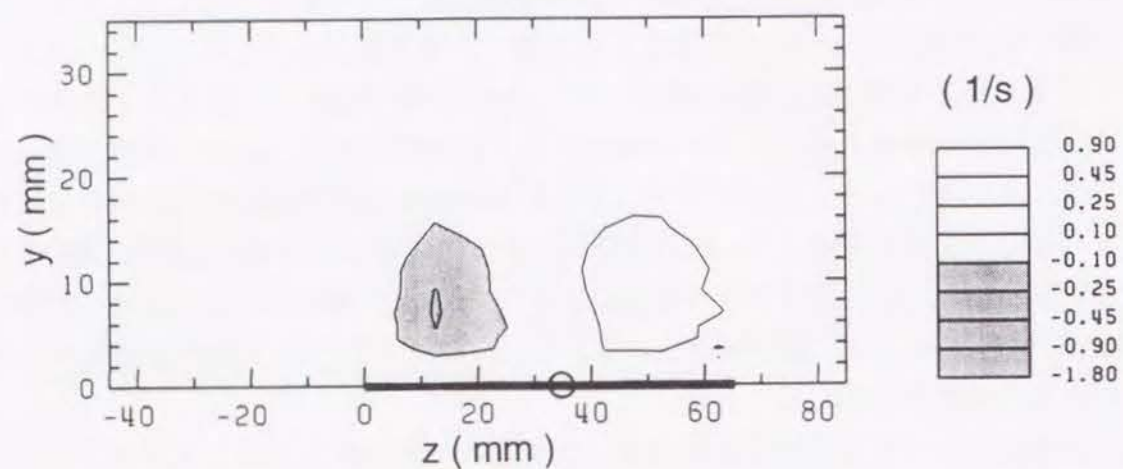
つぎに、 U の等高線図を見ると中・高速流体が壁近傍に到達しており、これらが存在する領域は下流に行くにしたがってスパン方向に拡大していることが分かる。とくに、発達領域の最下流位置においても境界層内の流れ場は顕著な歪みを有し、伝熱促進が得られる領域は高速流体が壁面近傍に到達している領域に概ね一致している。ただし、初期領域においても認められたように、渦の上昇流にともなって低速流体の持ち上がりが生じる領域の一部においても伝熱促進が得られている。

6.3 平均温度分布

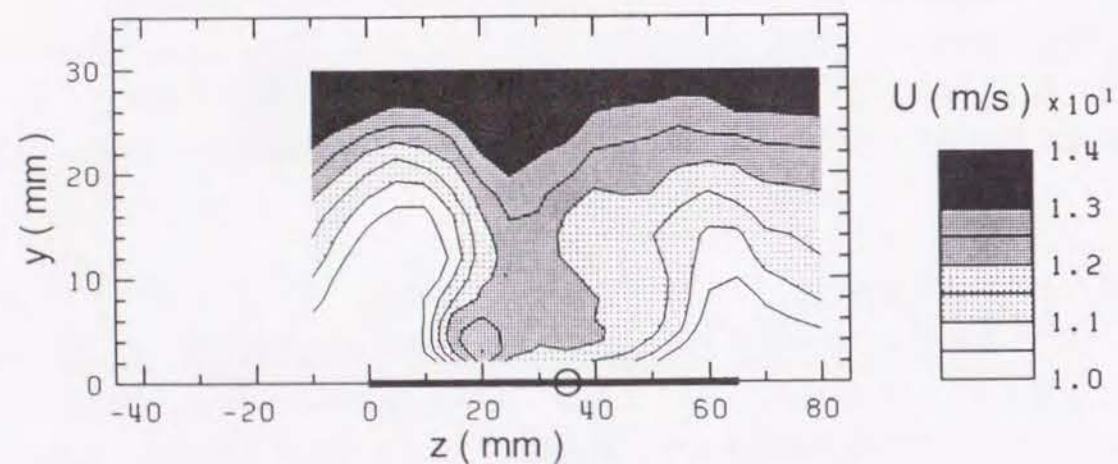
図6.7～図6.9のそれぞれの図(a)に伝熱促進の初期領域に属する3断面($x/\delta=2.7, 4.5, 8.1$) および図6.10に最下流断面 ($x/\delta=30.0$) において得られた無次元平均温度の等高線図を示す。熱流動場の構造を理解するために、各図の(b), (c)には同一断面で得られた二次流ベクトル線図ならびに U の等高線図を図6.1～図6.6から引用して再掲載してある。温度の等高線図を概観すると、物体下流の温度場は渦発生体の影響をうけて著しく三次元的に歪んでいる様子が見て取れ



(a) 二次流速ベクトル線図

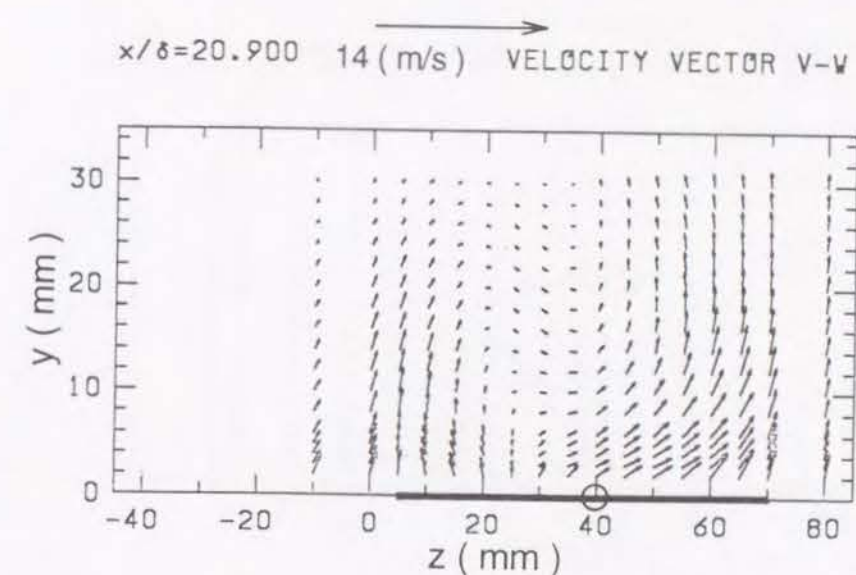


(b) 等渦度線図

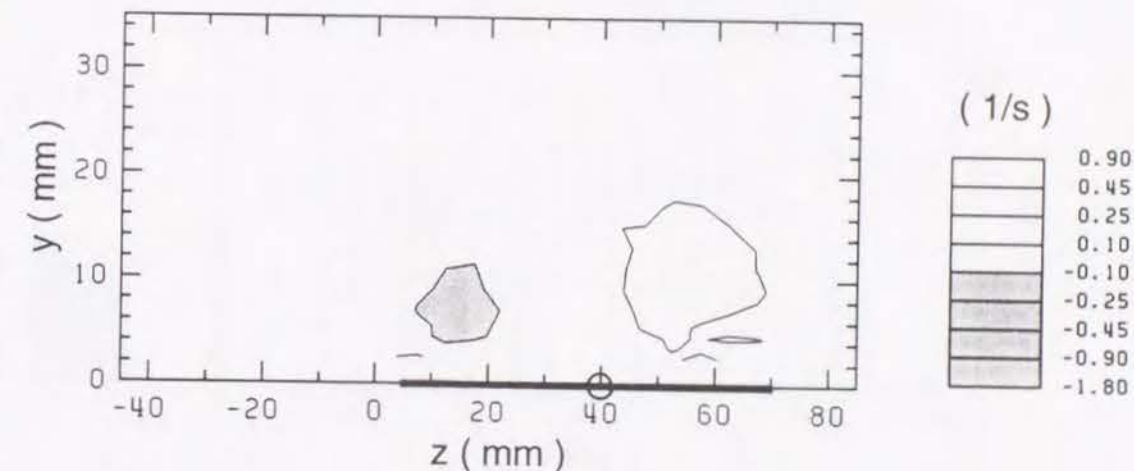


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

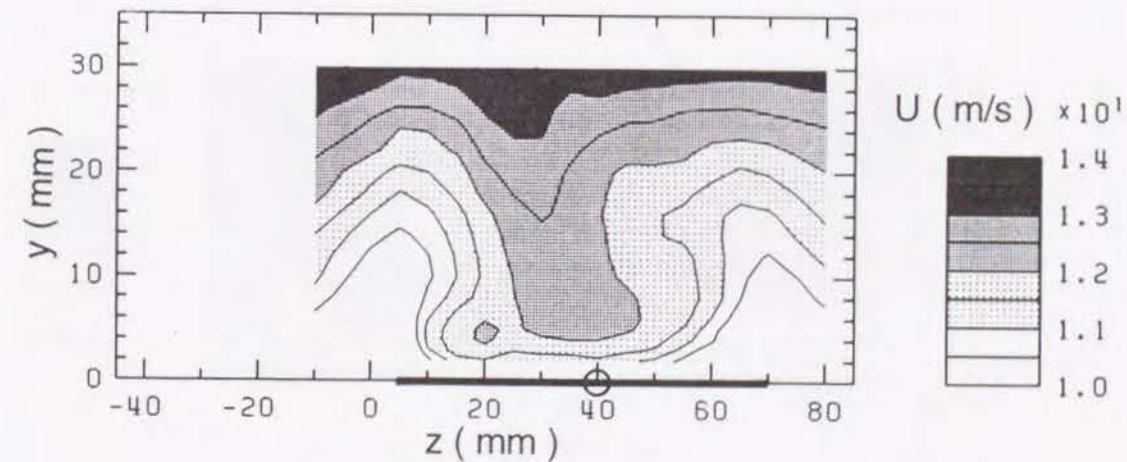
図 6. 4 伝熱促進の発達領域における平均速度分布 ($x/\delta=15.4$)



(a) 二次流速ベクトル線図

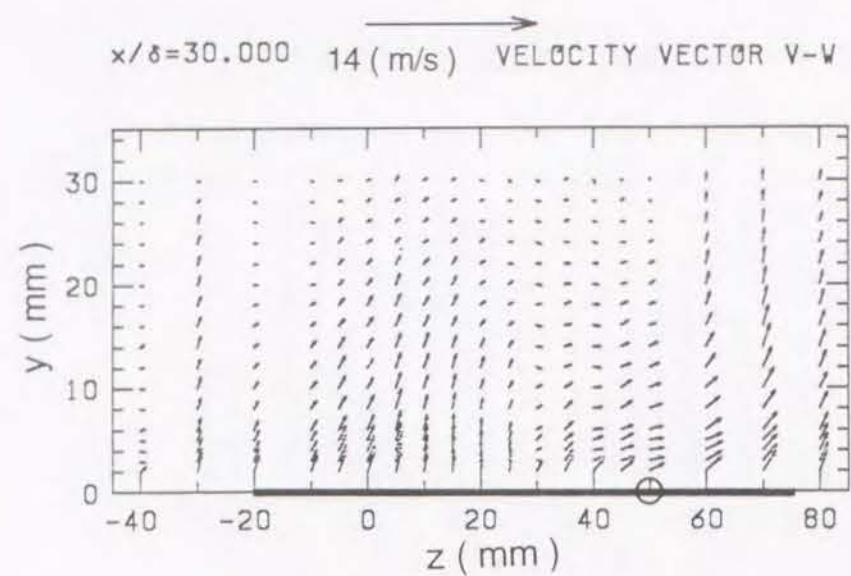


(b) 等渦度線図

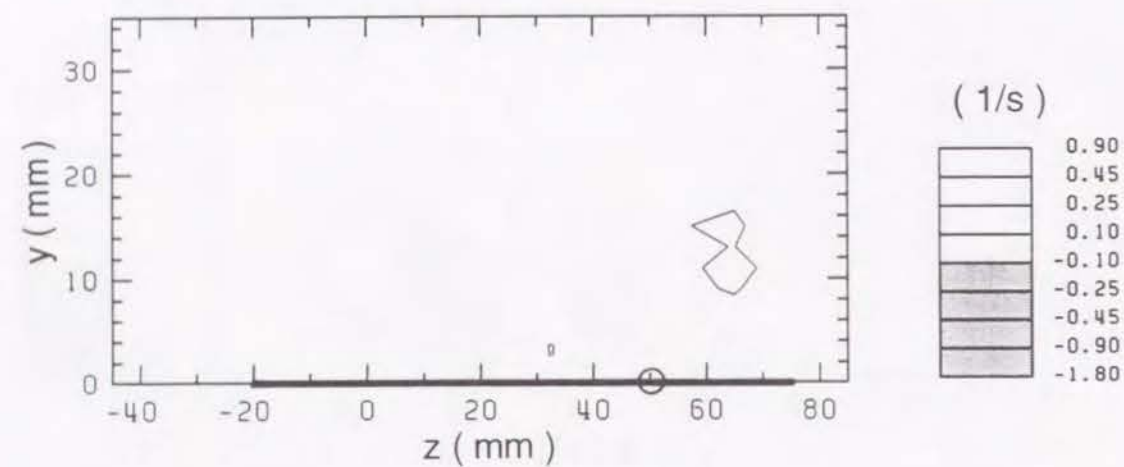


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

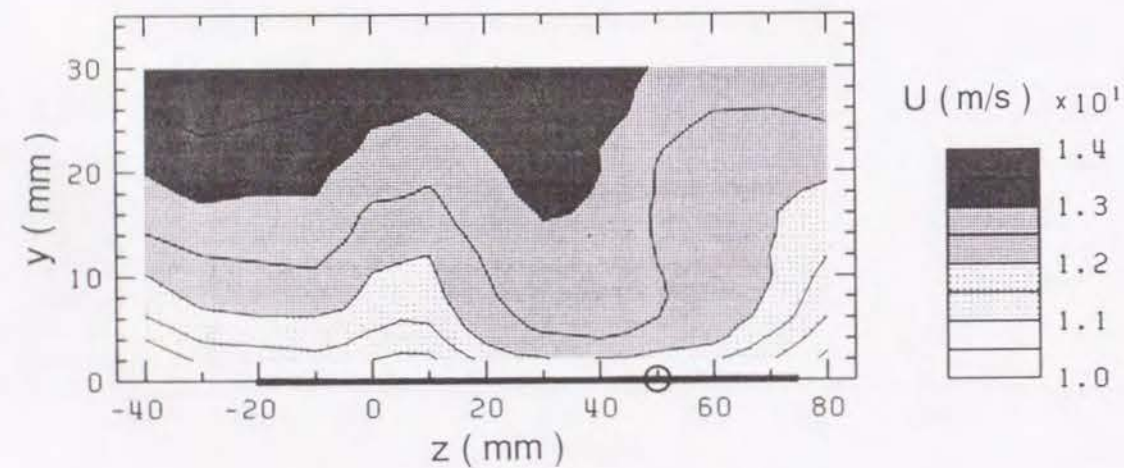
図 6. 5 伝熱促進の発達領域における平均速度分布 ($x/\delta=20.9$)



(a) 二次流速ベクトル線図

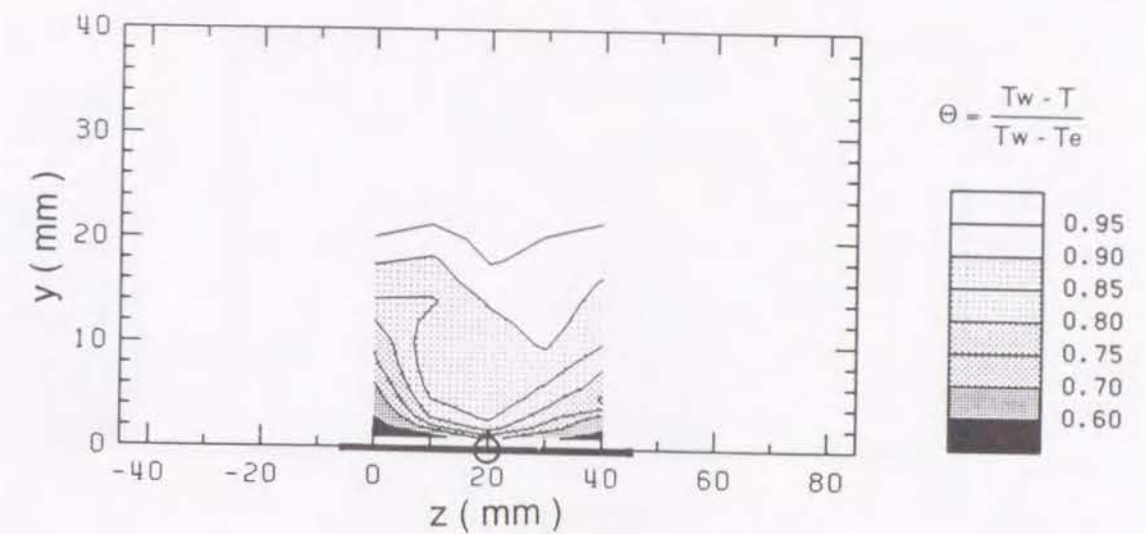


(b) 等渦度線図

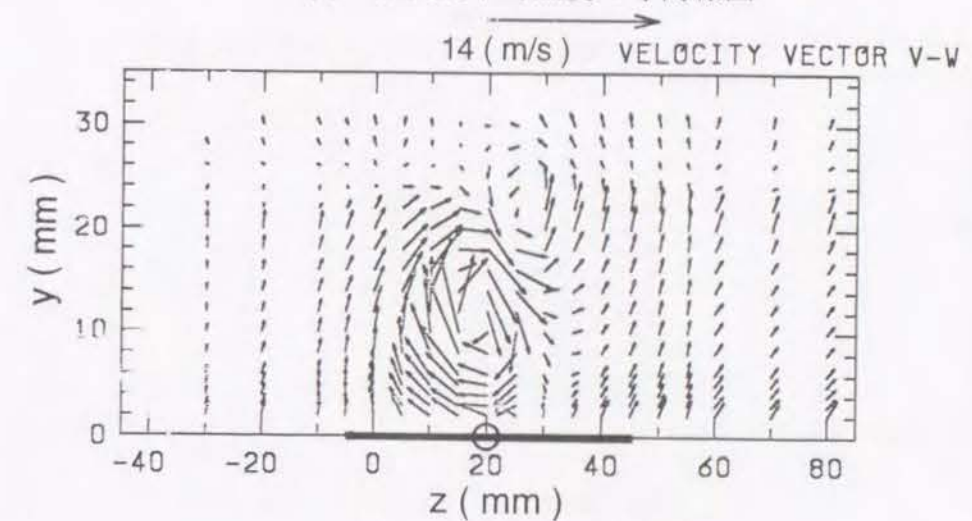


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

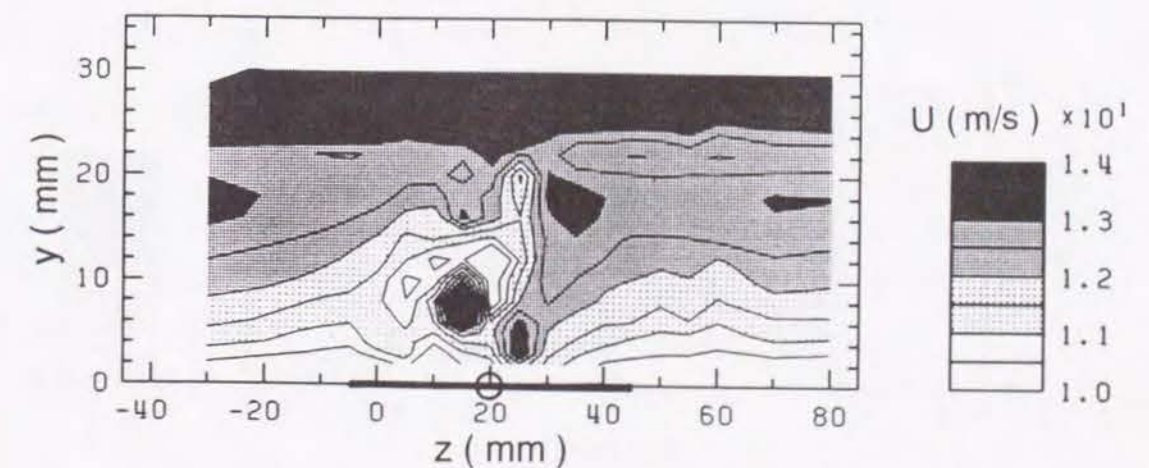
図 6. 6 伝熱促進の発達領域における平均速度分布 ($x/\delta=30.0$)



(a) 無次元平均温度の等高線図

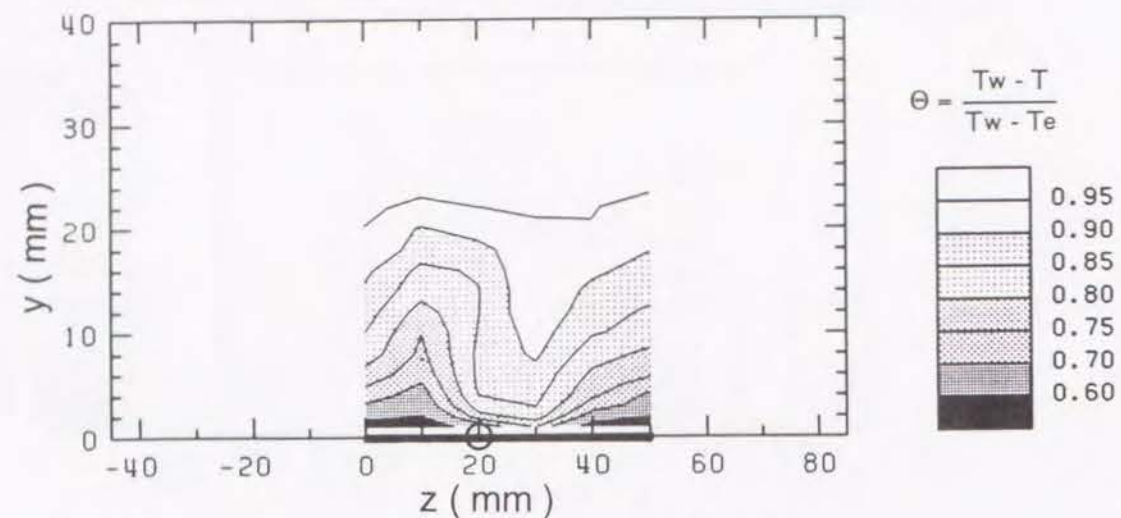


(b) 二次流ベクトル線図

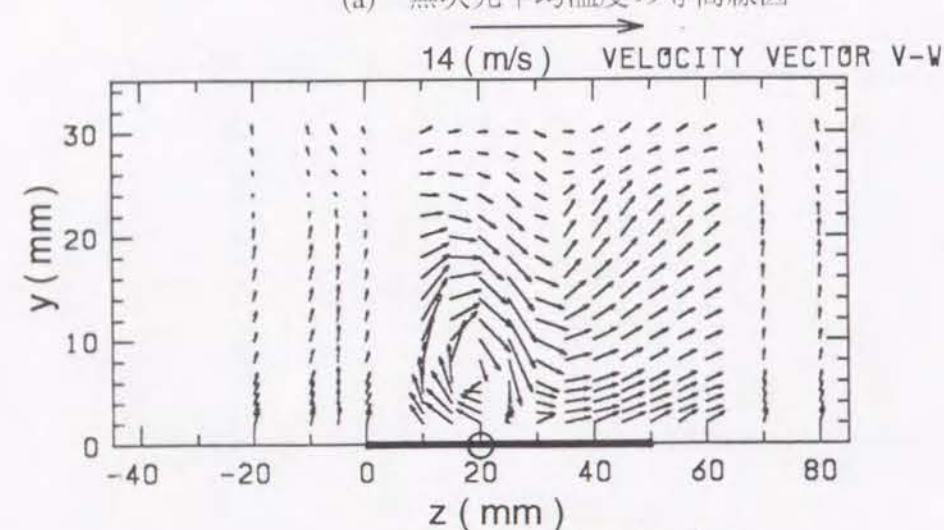


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

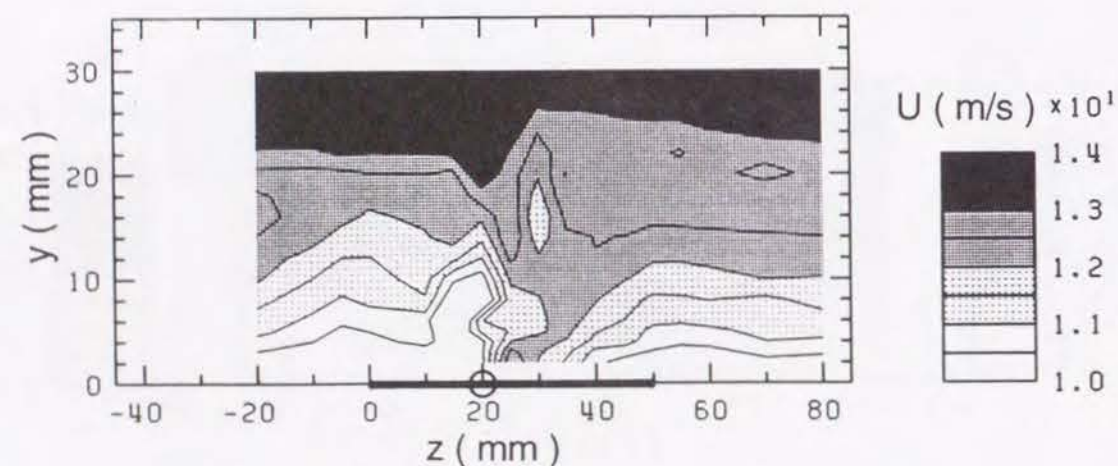
図 6. 7 伝熱促進の初期領域における平均温度および平均速度分布 ($x/\delta=2.7$)



(a) 無次元平均温度の等高線図

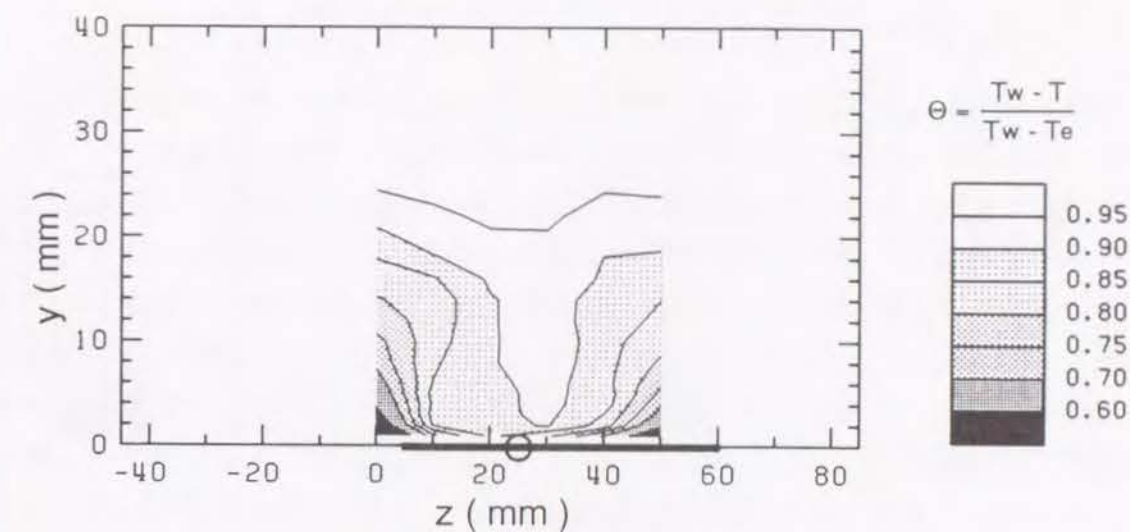


(b) 二次流ベクトル線図

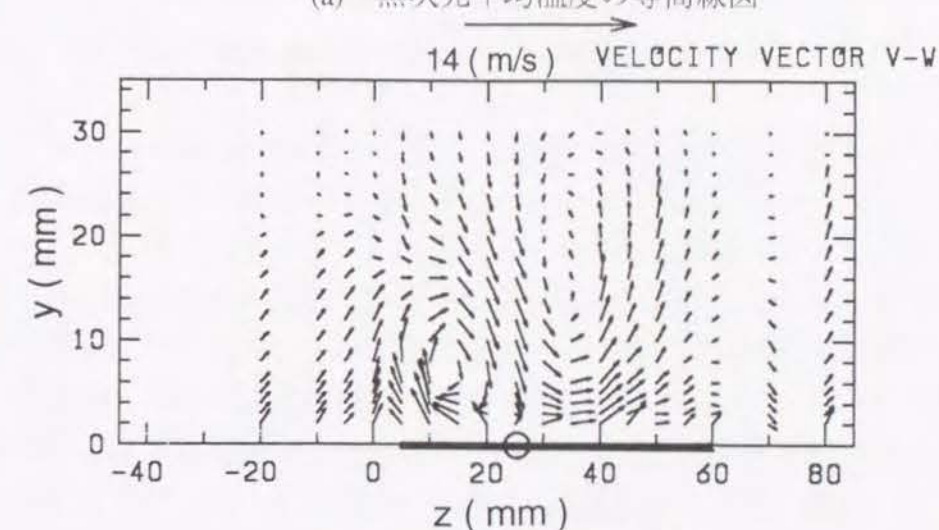


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

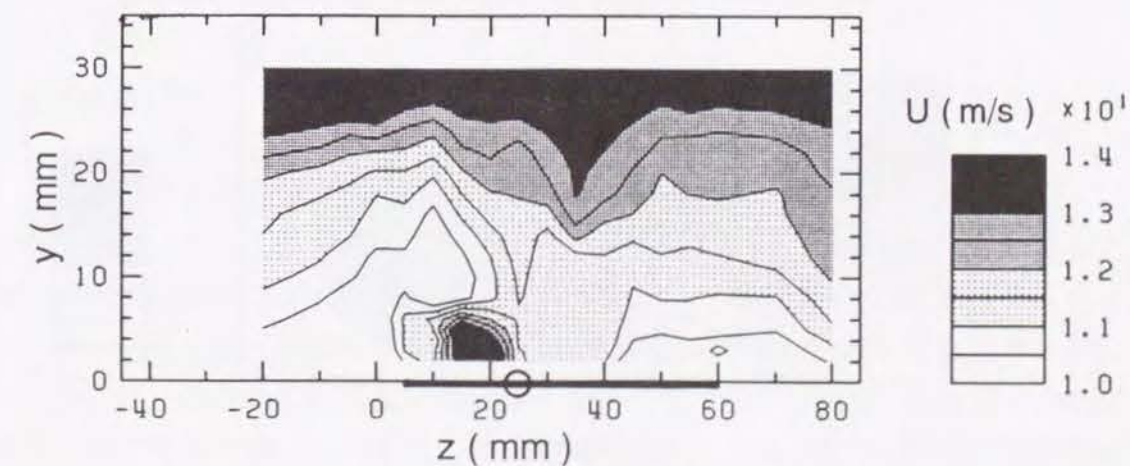
図 6. 8 伝熱促進の初期領域における平均温度および平均速度分布($x/\delta=4.5$)



(a) 無次元平均温度の等高線図

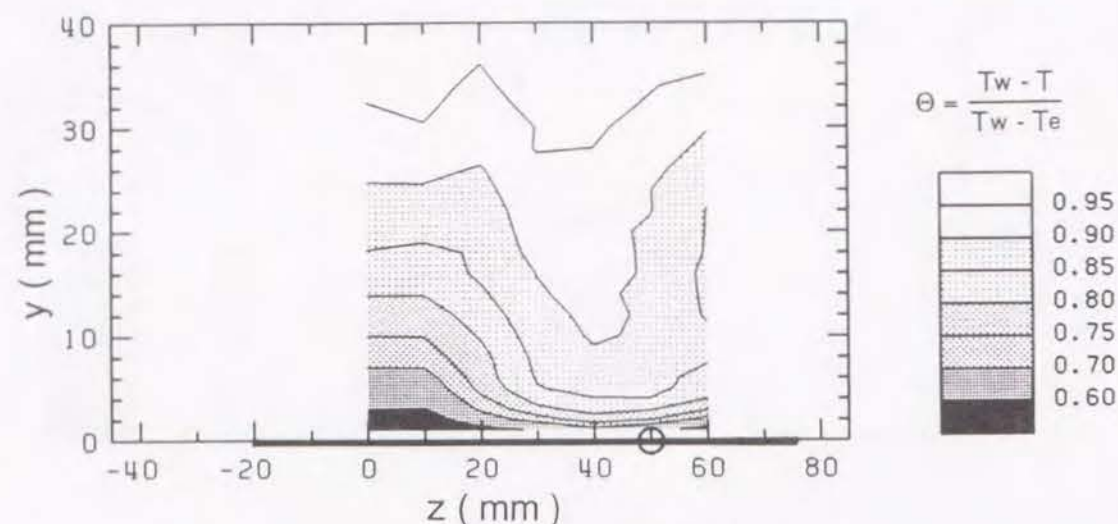


(b) 二次流ベクトル線図

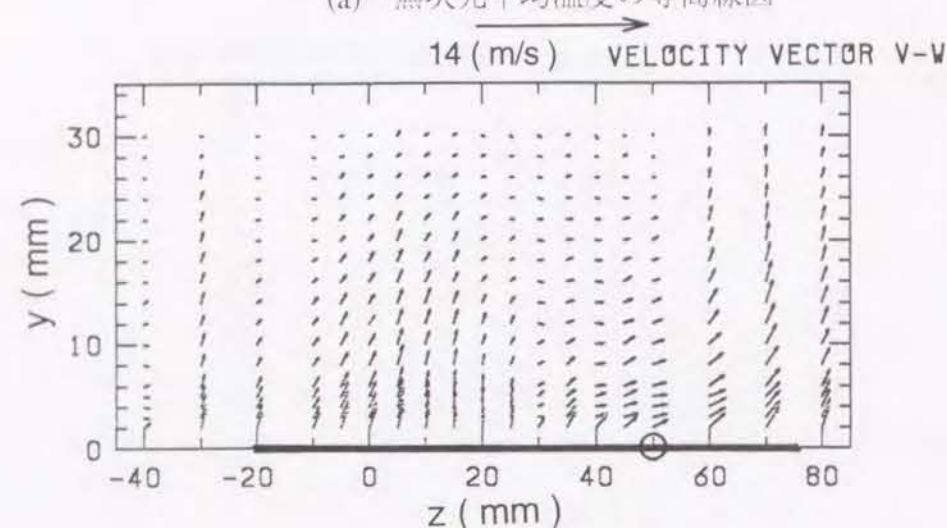


(c) x 方向速度成分 U の等高線図

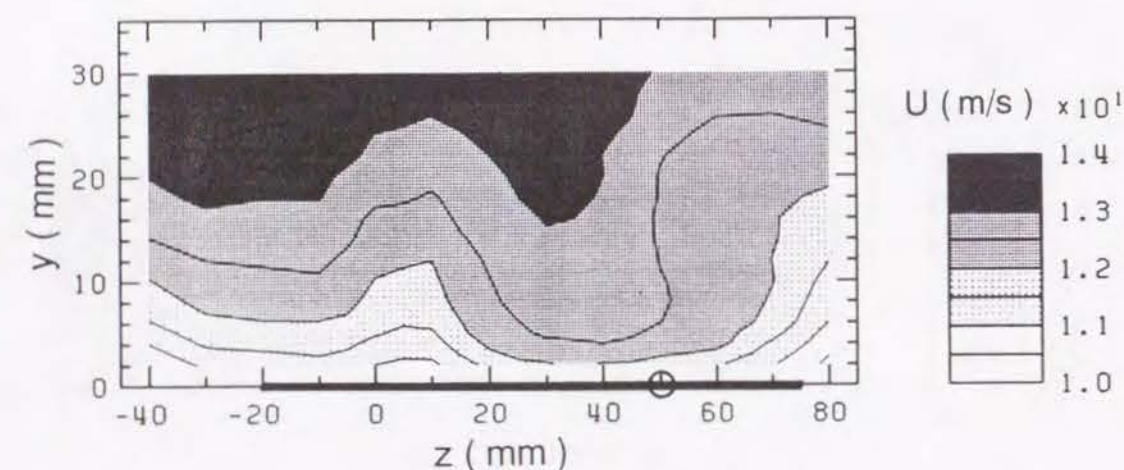
図 6. 9 伝熱促進の初期領域における平均温度および平均速度分布($x/\delta=8.1$)



(a) 無次元平均温度の等高線図



(b) 二次流ベクトル線図



(c) x 方向速度成分 U の等高線図

図6. 10 伝熱促進の発達領域における平均温度および平均速度分布($x/\delta = 30.0$)

る。この温度場の歪みは最下流位置においても依然として顕著に認められる。初期領域について見ると、下流に行くにしたがって低温流体領域が徐々に壁面近傍まで半島状に伸びてくることが分かる。すなわち、初期領域においては、渦発生体により巻き込まれた境界層外層部の低温かつ高速の流体が吹き下ろし流によって壁近傍に近づいている。熱伝達率の最大値位置もほぼ低温流体が壁近傍に到達する位置に対応し、かつ伝熱促進効果も下流に向かって徐々に大きくなっている。本系において得られる伝熱促進の主原因はこの低温高速流体の吹き下ろしにあると結論付けることができる。いっぽう、温度の等高線図を見ると、伝熱促進領域の両端に近い位置、とくに $z=0$ mm のあたりには高温流体が存在することも認められる。この領域は、低速流体が存在する領域とほぼ一致し、壁近傍の暖められた流体が渦の吹き上げ流にともなって境界層の中ほどへ持ち込まれた結果であると考えられる。

このような高温流体の巻き上げは、壁近傍の温度勾配を下げる効果を及ぼすから、熱伝達を不良とする原因になると考えられるが、実際には、この吹き上げ流位置でも伝熱促進が得られている。Toni ら^[3]は層流場の実験において、渦発生体の付設によって、層流の乱流遷移が早まる結果、伝熱促進が生じることを報告している。この領域の伝熱促進は、平均的な流れ場や温度場の結果だけでは説明できず、乱れによる影響を同時に議論する必要があると推察される。いっぽう、発達領域の最下流断面における測定結果を見ると、高速流体が存在する領域と同じように、壁近傍に存在する低温流体の領域の幅が初期領域と較べて z の正方向に広がっていることが分かる。これは伝熱促進領域の幅が広がることと対応しており、このことから、伝熱促進の主原因が低温かつ高速流体が壁近傍に持ち運ばれることにあると結論付けられる。

6. 4 乱れ統計量の分布

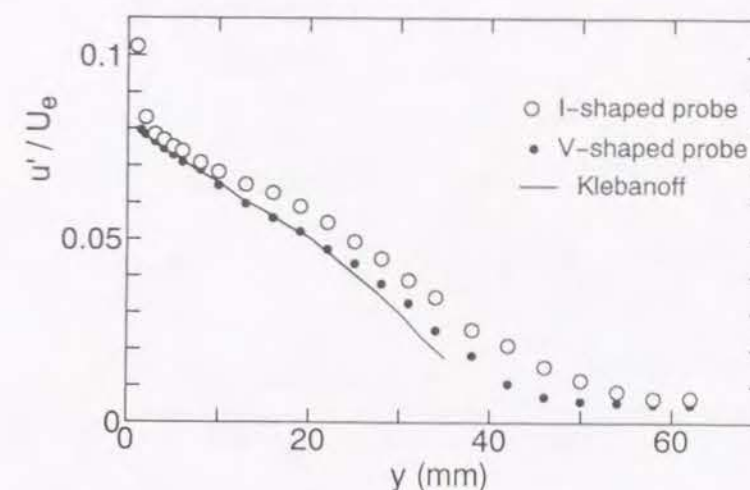
伝熱促進のメカニズムについてさらに詳しく見るために、本節では I 形熱線および V 形熱線風速計により得られた乱流統計量について検討する。熱線風速計は様々な流れ場で使用されているが、これを三次元流動場に適用して精度の良いデータを得るためには、なお多くの工夫を加える必要がある。とくに、本研究のような旋回流を伴う複雑な流れ系におけるせん断乱流場の三次元変動速度の同時測定は、なお難しいのが現状である。そこで本研究では、予備検討として、ひとまず物体を挿入しない乱流境界層に対して I 形熱線および V 形熱線風速計による速度変動成分の測定を行い、それらの結果を Klebanoff^[4]の実験結果と比較した。その後に LEBU 板

と渦発生体の組合せ物体を挿入した場合について、物体下流領域における変動速度の測定を行った。

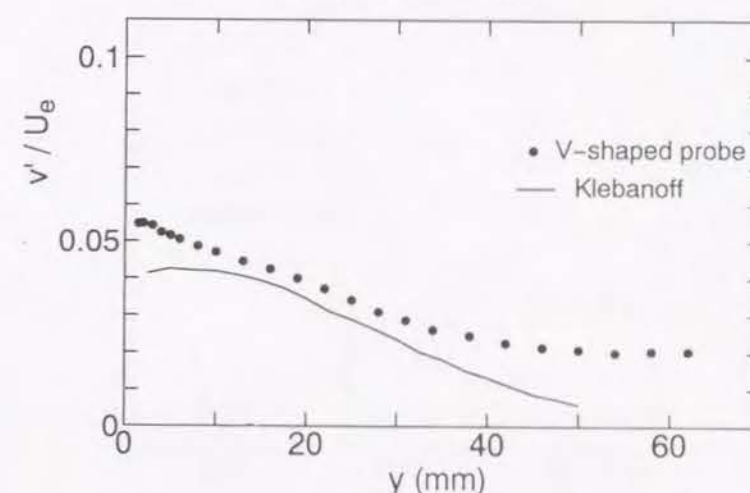
図6. 1 1は物体を挿入しない場合に対して、最下流断面 ($x/\delta=30.0$) で測定した速度変動強さの y 方向分布を示す。図において(a)~(c)はそれぞれ x , y , z 各方向の速度変動強さ u' , v' , w' を示している。まず、 u' の分布を見ると、I形熱線およびV形熱線風速計による結果は双方とも Klebanoff の結果と定性的に良好に一致していることが分かる。しかしながら、 v' , w' の y 方向分布は定性的には Klebanoff の結果と同様であるものの、それらの値はいずれも Klebanoff の結果より大きい。とくに、それらの値は境界層の外側において相対的に大きい値を示している。これは、本実験で用いた風洞では、主流乱れのレベルが1%程度あることに加えて、乱れの小さい領域での速度信号の分離が極めて難しいことに基づくものと考えられる。したがって、以下の議論においては、V形熱線風速計から得られたデータのうち、乱れ強さの小さい境界層外層領域のデータは考察の対象から除外する。また、LEBU板と渦発生体を組合せた場合の検討は、主として物体を挿入しない場合との定性的な差異に注目した議論を行うことにする。

図6. 1 2(a)~(c)に LEBU板と渦発生体の組合せを挿入した場合について、最下流断面 ($x/\delta=30.0$) において測定した3方向変動速度強さ u' , v' , w' の y 方向分布を示す。まず、いずれの分布を見ても、先に触れた平均速度場と同様に、縦渦の影響を受けて顕著に歪んだ形状をしている点で、境界層の全域にわたって物体を挿入しない場合の分布と異なっていることが確認できる。 u' , v' , w' の分布はスパン方向位置に大きく依存しており、かつそれらは同じスパン方向位置においては互いに酷似している。しかし、これらの分布と伝熱促進領域の相関はあまりなさそうである。これについては後に再度考察するが、このことは、境界層内の乱れ構造が縦渦をとまなう平均的な流れ場に強く支配されていることを示唆している。なお、壁近傍に注目すると、物体を挿入しても乱れはさほど顕著に増強されていないことも分かる。この特徴は、円柱を挿入した場合のそれと大きく相違しており、むしろ LEBU板のみを挿入した場合の特徴と類似している。以下では主流方向速度変動強さ u' のみに注目して、乱流境界層内の構造と熱伝達に及ぼす縦渦の影響について議論する。この目的のためにはI形熱線風速計から得られたデータを参照する。

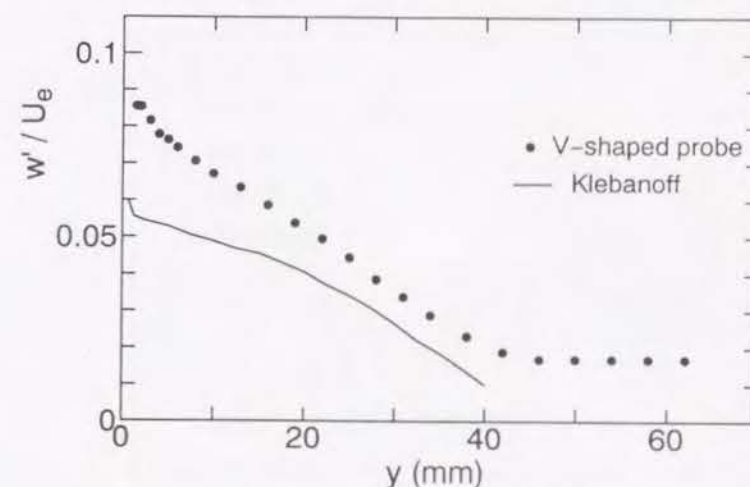
まず、LEBU板のみを設置高さ $H=21\text{mm}$ に挿入した場合の乱れ強さの y 方向分布を検討する。図6. 1 3(a), (b)にそれぞれ $x/\delta=8.1$, 30.0 における主流方向変動速度強さ u' の y 方向分布を示す。図6. 1 3(a)より、LEBU板の後流に相当する領域 ($10\text{mm} \leq y \leq 25\text{mm}$) において u' の低下が認められる。図6. 1 3(b)より、この u' の低下領域は $x/\delta=30.0$ においては壁近傍に到達していることが見て取れる。し



(a) x 方向変動速度強さ u'

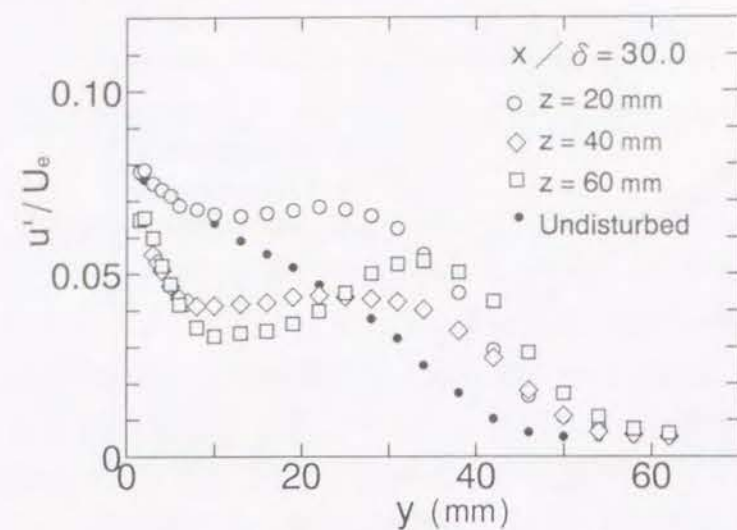


(b) y 方向変動速度強さ v'

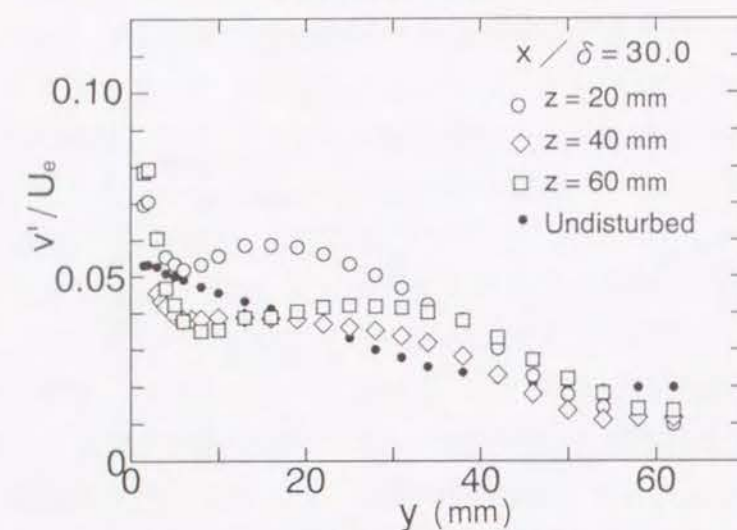


(c) z 方向変動速度強さ w'

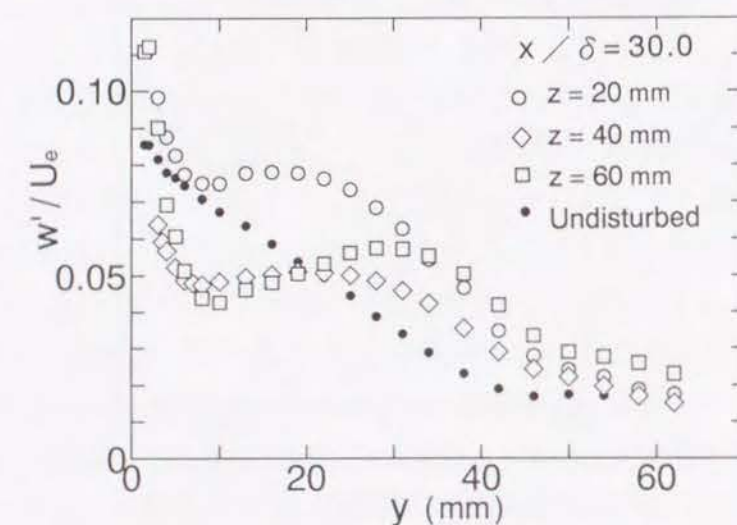
図6. 1 1 変動速度強さの y 方向分布 (何も挿入しない場合, $x/\delta=30.0$)



(a) x 方向変動速度強さ u'

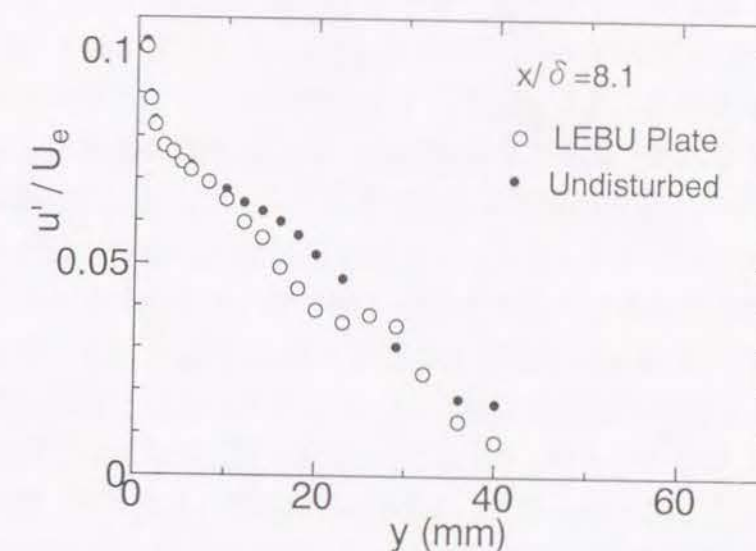


(b) y 方向変動速度強さ v'

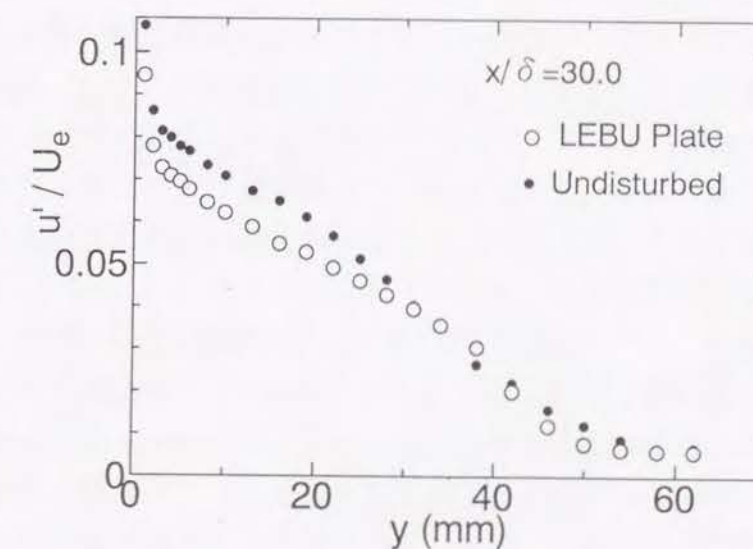


(c) z 方向変動速度強さ w'

図 6. 1 2 変動速度強さの y 方向分布 ($x/\delta=30.0$, 組合せ物体挿入時)



(a) $x/\delta=8.1$



(b) $x/\delta=30.0$

図 6. 1 3 u' の y 方向分布 (LEBU 板のみを挿入する場合, $H=21\text{mm}$)

たがって、最下流断面においても乱流場の歪みは回復しておらず、その結果として第3章で見たように、スweep運動とエジェクション運動の抑制が生じ、熱伝達率が低下しているものと思われる。

つぎに、LEBU板と渦発生体の組合せを挿入した場合について、まず伝熱促進の初期領域 ($x/\delta=8.1$) に対する検討を行う。図6.14に各スパン方向位置における u' の y 方向分布を示す。また、図6.15には図6.14のデータをもとにして作成した u' の等高線図を、図6.9(a)で示した低温流体部の等高線と重ねて示した。両図より境界層内の乱れ分布に三次元的な歪みが生じていることが確認できる。ただし、図6.14に見られるように、 u' の値は渦発生体の後流に相当する高さ領域においては、LEBU板のみを挿入する場合の値に較べて大きいものの、壁近傍においてはLEBU板のみを挿入した場合よりも小さい。このことは u' の等高線図では、 $20\text{mm} \leq z \leq 40\text{mm}$ の領域の壁近傍位置において存在する低乱れ領域の壁側への突き出し部の存在として確認できる。この低乱れ領域は壁近傍において低温流体が存在する領域に良く対応している。また、この領域は前節の考察より、壁近傍において高速流体が存在する領域ともほぼ一致する。したがって、この乱れ強度の低下は、境界層中層以上の高速かつ低温かつ乱れ強度の小さな流体が吹き下ろし流によって壁近傍に接近することにより生じると考えられる。この領域は伝熱促進が得られるスパン方向位置とも良く対応しているので、伝熱促進メカニズムは壁近傍の乱れ強度の増大によって生じるのではなく、主として境界層の上層にある低温・高速流体が壁近傍に供給されることにありと再び結論付けられる。なお、図6.15を見ると、 $0\text{mm} < z < 20\text{mm}$ において、乱れ強さのやや大きい領域が壁から外方に突き出している様子も認められる。この領域は、平均速度場で見えた吹き上げ流が存在する位置に良く対応しており、吹き上げ流によって壁近傍の乱れ強度の大きい低速流体が巻き上げられて作られたものと考えられる。

図6.16、図6.17には最下流断面 ($x/\delta=30.0$) で得られた u' の y 方向分布および断面内における u' の等高線図をそれぞれ示す。この位置においても u' の分布には初期領域と同様な特徴が認められる。すなわち、 $30\text{mm} \leq z \leq 60\text{mm}$ においては、低乱れ領域が境界層の外方向から壁近傍に突き出している様子が認められる。この低乱れ領域の突き出し部は、図6.10を参照すると低温流体の外層部から壁方向への突き出し部と一致しており、この突き出し部に注目すると、その先端位置が伝熱促進の最大値位置と一致しているので、 $x/\delta=8.1$ の場合と同様に、平均熱流動場が伝熱促進に大きく関係していることが言える。なお、低乱れ領域の突き出し部の位置は $x/\delta=8.1$ の場合と比較すると z の正方向にずれている。これも初期領域において壁近傍に到達した中速流体の存在域が発達領域で z の正方向へと移

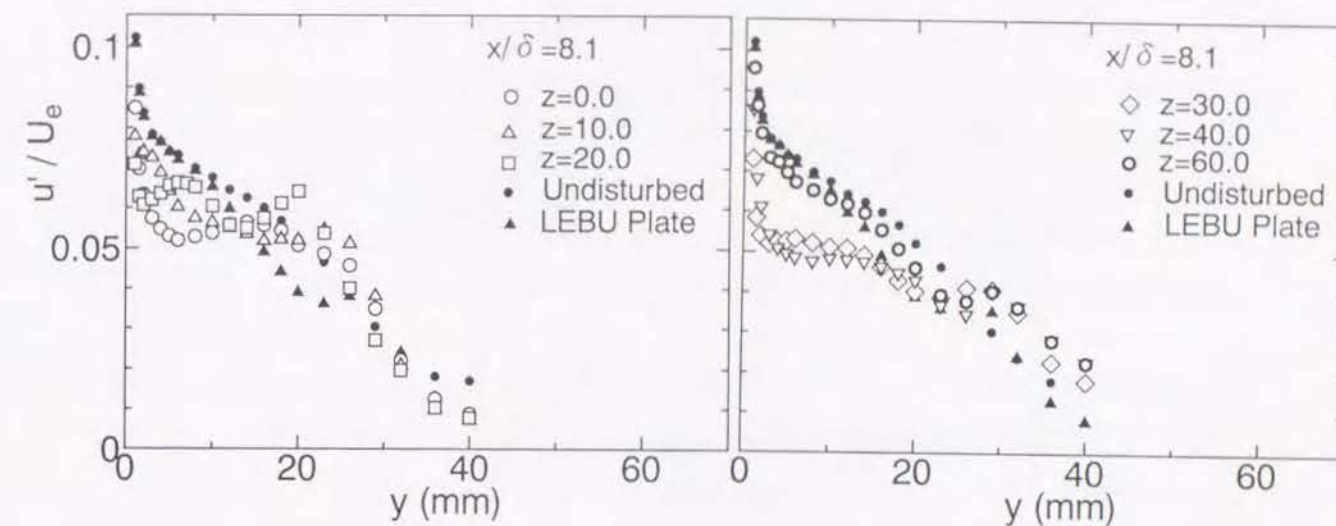


図6.14 各スパン方向位置における u' の y 方向分布 ($x/\delta=8.1$)

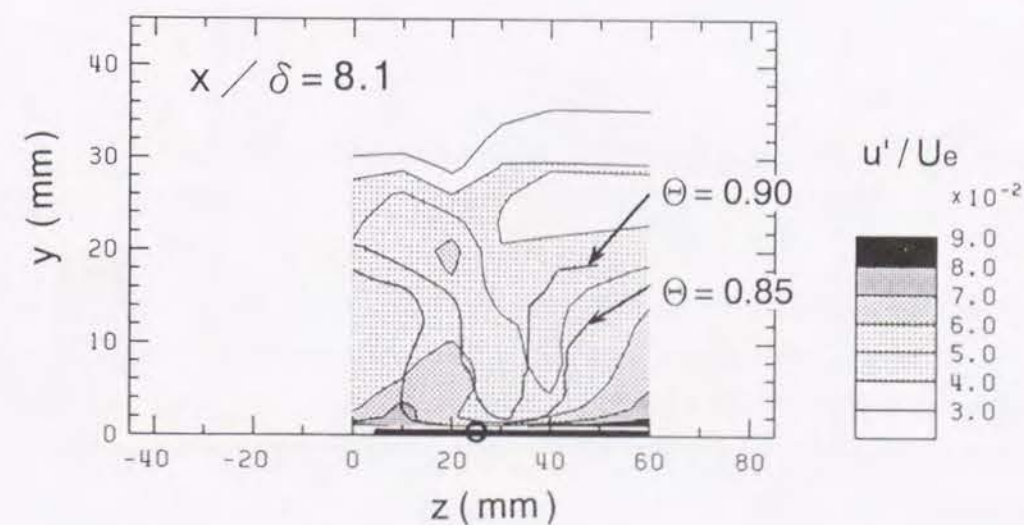


図6.15 u' の等高線図 ($x/\delta=8.1$)

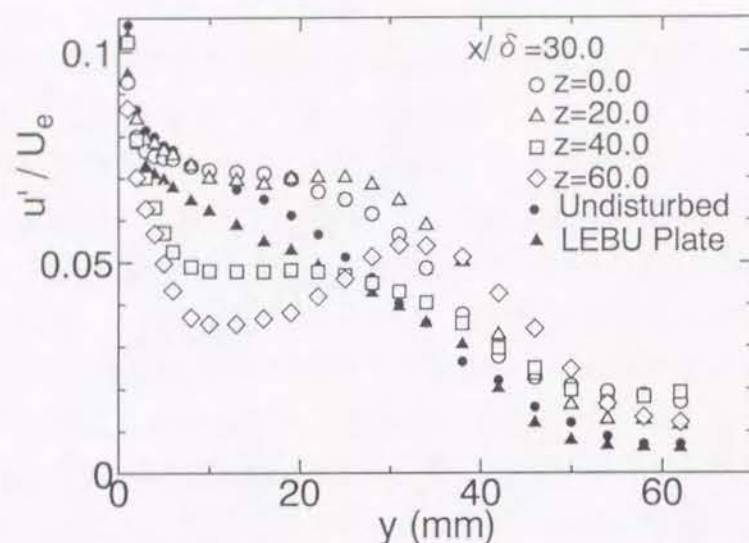


図6. 16 各スパン方向位置における u' の y 方向分布 ($x/\delta=30.0$)

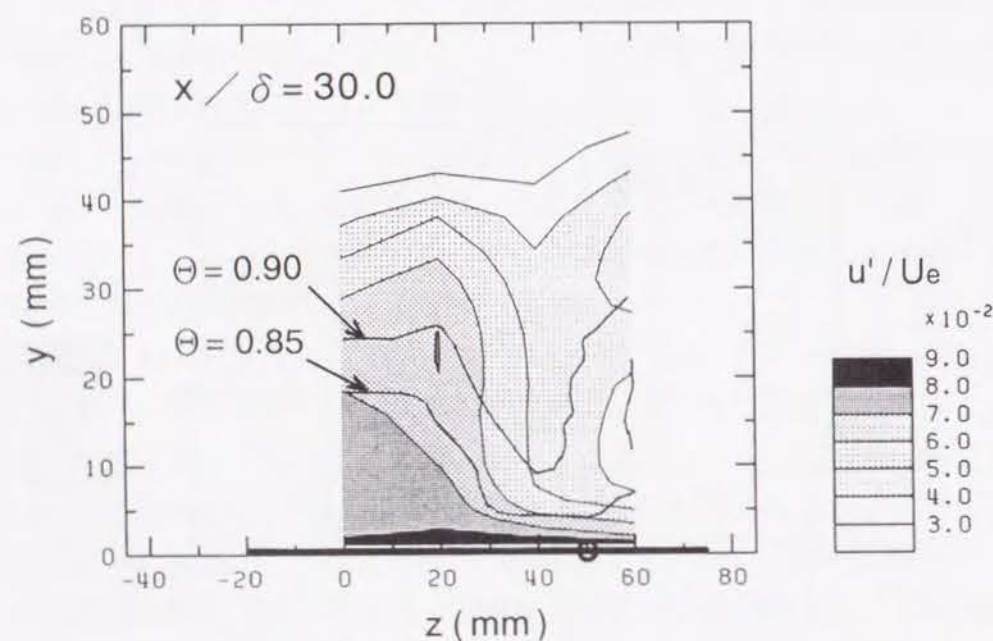


図6. 17 u' の等高線図 ($x/\delta=30.0$)

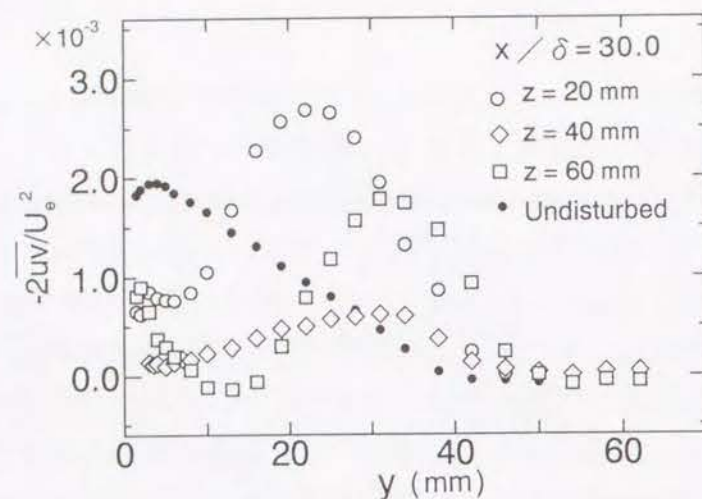
動することと良く対応している。その一方で、伝熱促進領域は $x/\delta=8.1$ の場合と比較すると z の負方向にも拡大しており、興味深い。例えば、図6. 17を見ると伝熱促進領域のうち $0\text{mm} \leq z \leq 10\text{mm}$ の範囲では、低温流体の壁近傍への接近は顕著には生じておらず、低温流体の壁方向への突き出しは $z \geq 20\text{mm}$ においてのみ認められる。いっぽう、 $0\text{mm} < z < 10\text{mm}$ における高乱れ領域の厚さは $z \geq 20\text{mm}$ のそれよりも増大している。このため、その領域では乱流熱輸送が促進されているものと推察される。すなわち、前節において述べたように平均熱流動場の観点から説明すると矛盾が生じるこの領域の伝熱促進は、乱れ強度の増大と関係があると推論される。なお、この高乱れ領域の厚さの増大は壁近傍の高乱れ流体が吹き上げ流とともに上方に移動することによって生じているものである。

参考のために図6. 18にレイノルズ応力 $-\overline{uv}$, $-\overline{vw}$, $-\overline{uw}$ の y 方向分布を順に示した。これらの分布のうち、 $-\overline{uv}$, $-\overline{uw}$ の分布は挿入物体の影響を受けて歪んでいて、しかもスパン方向位置によって分布形状が大きく変化することが分かる。とくに、何も挿入しない境界層では零を示す $-\overline{uw}$ の値が、組合せ物体を挿入した場合には大きな値を示している。とくに、 $z=20\text{mm}$ のスパン方向位置においては、境界層厚さの全体にわたって顕著な正值を持つ。この $-\overline{uw}$ の正值はスパン方向の乱流熱流束 $\overline{w\theta}$ の値が零でないこと、すなわち、スパン方向に乱流による熱移動が生じていることを示唆している。このことは上で述べた壁近くの高乱れ領域において伝熱促進が得られる事実とも関連すると考えられる。

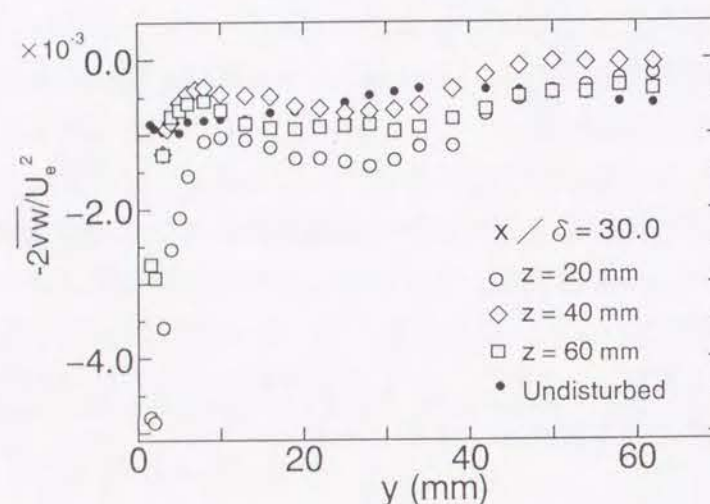
6. 5 結言

本章では、LEBU板と渦発生体の組合せ物体下流域の3方向平均速度場、平均温度場、変動速度場を吟味して、それと伝熱促進との関係について考察した。その結果、以下のことが明らかとなった。

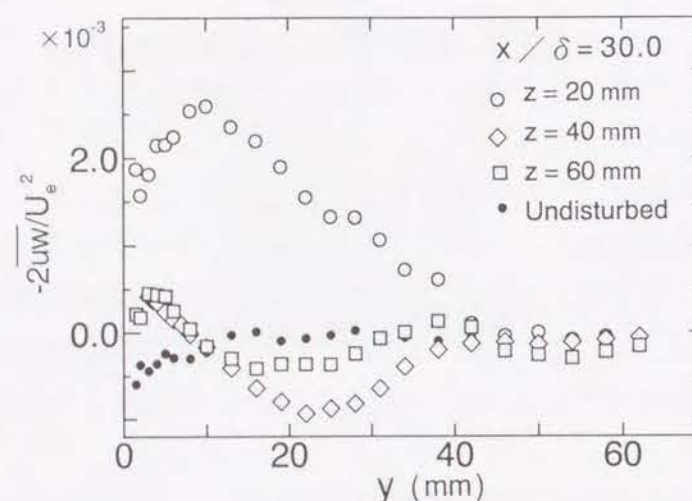
- (1) 渦発生体の下流では二次流をとまなう縦渦が形成され、縦渦の活動によって境界層内の平均速度場ならびに平均温度場は三次元的に著しく歪む。
- (2) 伝熱促進の主要メカニズムは、この平均熱流動場の歪みに関連する。すなわち、境界層の上層にある高速、低温かつ乱れ強度の小さい流体が縦渦により誘起される吹き下ろし流によって伝熱面近傍に供給されることがその主原因である。
- (3) ただし、縦渦による吹き上げ流領域においては、壁近傍の乱れ強度の増大によっても伝熱促進が得られる。



(a) $-\overline{uv}$



(b) $-\overline{vw}$



(c) $-\overline{uw}$

図 6. 18 レイノルズ応力の y 方向分布

参考文献

- (1) P. A. Eibeck and John K. Eaton, The Effects of Longitudinal Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer on Momentum and Thermal Transport, Proc. of 8th Int. Heat Transfer Conf., 1986, pp.1115-1120.
- (2) W. R. Pauley and John K. Eaton, Experimental Study of the Development of Longitudinal Vortex Pairs Embedded in a Turbulent Boundary Layer, AIAA J., Vol. 26, 1988, pp.816-823.
- (3) K. Torii, J. I. Yanagihara and Y. Nagai, Heat Transfer Enhancement by Vortex Generators, Proc. of ASME/JSME Thermal Engineering, Vol.3, 1991, pp.77-83.
- (4) P. S. Klebanoff, Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient, NACA Technical Note 3178, 1955.

7. 1 緒言

第3章から第6章においては乱流境界層を対象とする検討を行った。その結果、LEBU板を境界層中に挿入すると、摩擦係数と平板面熱伝達率がともに低下し、顕著な非相似性は発現しないこと、また、LEBU板と渦発生体を組合せると、渦発生体から縦渦が発生して、これが壁面から離れた位置にある低乱れの低温・高速流体を平板面近傍に供給する作用を果たす結果、伝熱促進が得られることが分かった。

実際の熱交換器においては、流れが内部流となる場合が少なくない^{(1)~(4)}。したがって、応用的観点からすると、LEBU板やこれと渦発生体の組合せ物体が内部流においても境界層の場合と同様な伝熱特性を示すか否かを調査することは重要であると思われる。いっぽう、実際にこのような物体を例えば熱交換器内の間隙等に適用する場合には、達成される伝熱促進に対して圧力損失の増加をいかにして小さく抑えるかが重要である。その上に、挿入物体の加工・設置上の難易度も重要な検討項目である。そこで、本章の研究では、加工・設置上の難点が少ないLEBU板やそれと渦発生体の組合せを矩形ダクト内乱流中に挿入する場合に対して、壁面局所熱伝達率分布を測定して伝熱特性につき検討するとともに、測定部の静圧分布を測定し圧力損失の増大量を求める。これらの測定値から見かけの相似性パラメータを求めて、実際の応用上有効と考えられる物体形状についての基礎的な調査を行う。その際に、製作上の簡便さを図る観点から、その第一ステップとして、組合せ物体の形状を第5章で取り扱った形式Aだけでなく、LEBU板の一部を切り起こして渦発生体を製作する場合を想定して、LEBU板の渦発生体側方位置にそれと同じ形状の開口部を設ける場合についても検討する。

7. 2 局所熱伝達率分布

7. 2. 1 物体非挿入時における壁面温度の発達様式

まず始めに、ダクト内に何も物体を挿入しない場合について、壁面温度と流体混合平均温度が流れ方向にどのように変化するかを調べた。図7. 1はダクト内への流入速度を2通りに変えた場合の壁面温度 T_w および与えた加熱熱流束から計算して求めた流体混合温度 T_b の x 方向分布を示す。壁面温度の値はいずれのレイノルズ数においても、加熱開始点($x/2H_D = -12$)直後から $6H_D$ 下流までは急増するものの、さらに下流にいくとその x 方向の増加率はほぼ一定となり、バルク温度の増加

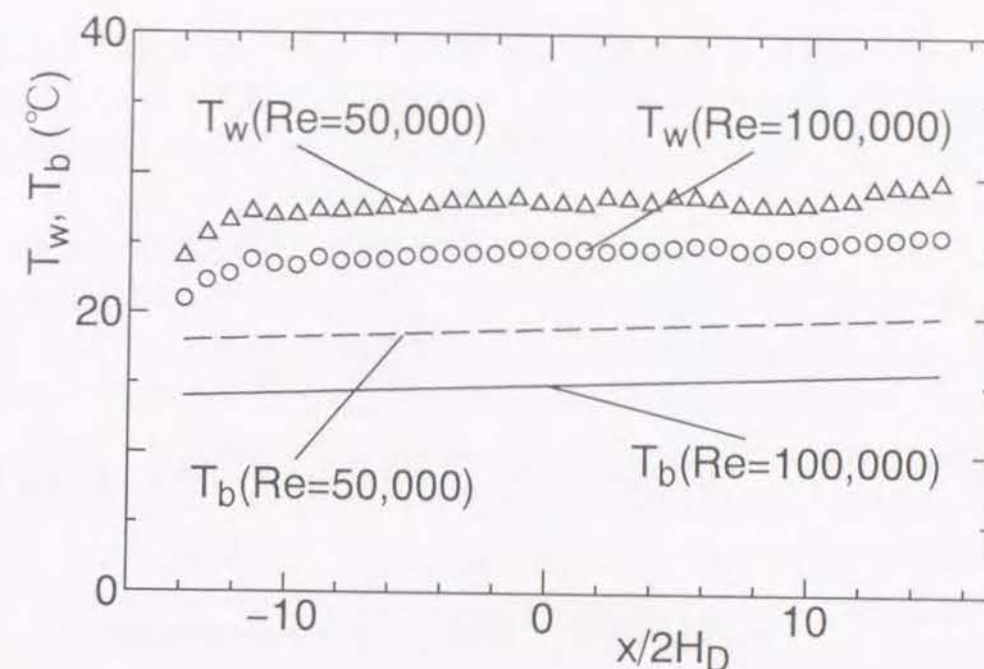


図7. 1 加熱面温度および流体混合平均温度の x 方向分布
(物体を挿入しない場合)

率とはほぼ等しくなる。すなわち、本実験においては、温度場が発達するまでに $6H_D$ の長さが必要であることが分かる。よって、物体挿入位置($x/2H_D=0$)においては温度場が発達した状態にあることが確かめられた。

7. 2. 2 局所熱伝達率分布の特徴

実験はダクト高さ H_D の2倍を基準長さとするレイノルズ数を2通り($Re=50,000$, $100,000$)に変更して行ったが、それによる局所熱伝達率 h の分布形状への影響はそれほど大きくなかった。そこで、以下の考察においては、レイノルズ数が $Re=100,000$ の場合の局所熱伝達率分布の特徴について整理する。

まず、図7. 2にLEBU板のみ(形式LEBU)を挿入した場合、およびLEBU板に渦発生体の一つ付設した形式L1の場合(図2. 17参照)の局所熱伝達率分布を示す。本研究では、LEBU板の挿入位置は $H=10\text{mm}$ に、渦発生体の高さは $s=8.7\text{mm}$ に固定してある。よって、渦発生体の先端と加熱壁面の隙間は $c=1.3\text{mm}$ である。図の横軸はスパン方向座標 z であり、縦軸は局所熱伝達率の測定値 h を物体を挿入しない場合の同一位置における測定値 h_0 で規格化した値を示している。図は、流れ方向の異なる8断面における h のスパン方向分布を z の値に応じてずらして配置し、鳥瞰図のように作成してある。主流は図の下から上方向に流れている。形式

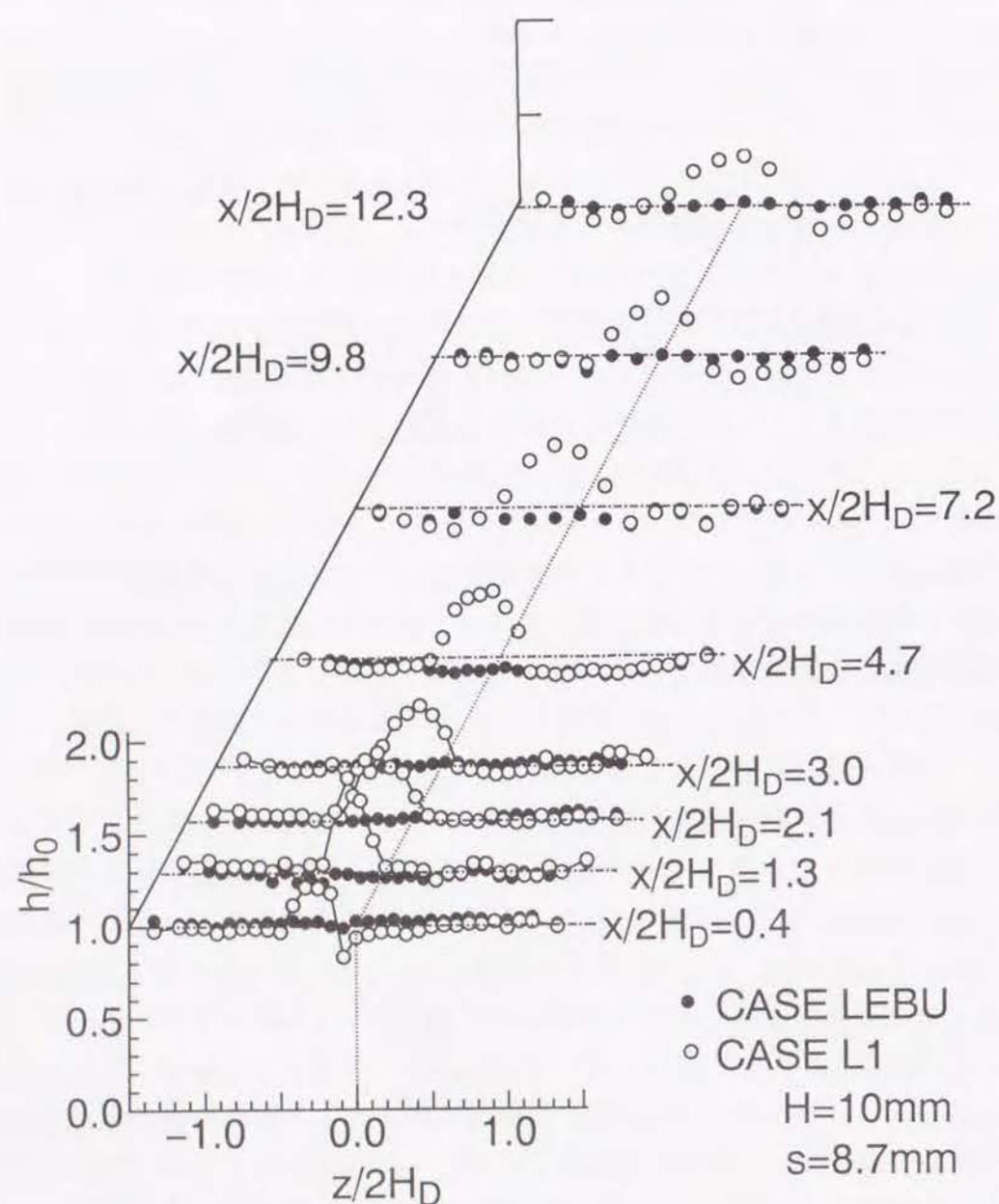


図 7. 2 局所熱伝達率分布 (形式 LEBU および形式 L1)

L1 の場合には、渦発生体の尾部が z の正方向に振れるように 30° の迎え角をもたせてあり、また、その先端が $z/2H_D = -0.3$ に一致するよう設置してある (以下の h の図についても掲載様式は同様であり、座標系については図 2. 16 に示してある)。

まず、LEBU 板のみを挿入した場合を見ると、測定領域の中ほどにあたる $x/2H_D = 4.7, 7.2$ の断面において、それぞれスパン方向に一樣な h の低下が認められる。よって、ダクト内乱流に LEBU 板を挿入しても、乱流境界層の場合と同様に熱伝達率が低下することが分かる。Pollard⁽⁵⁾ らは矩形ダクトではないものの、円管内の乱流場に円管より小さい径の薄肉筒状物体を同心的に挿入 (二次元的に展開すると LEBU 板と見なせる) する実験を行い、円管壁面の摩擦係数が低下することを報告している。また、Klein ら⁽⁶⁾ は、LEBU 板を境界層ならびに内部流に挿入する場合について、その流れ場に関する LES (Large Eddy Simulation, 大規模渦シミュレーション) を行っている。それによると、LEBU 板が壁に近い位置にある場合には、LEBU 板の流れ場に及ぼす作用は、両者の系においてともに変わらず、LEBU 板は大規模渦を破壊する結果、壁近傍の乱流強度を低下させ、壁面摩擦応力も低下することを報告している。これらの結果をも参考にすると、第 3 章で検討した境界層のように、LEBU 板の挿入によって流れ場と温度場に顕著な非相似性が生じない結果、ダクト内乱流において h が低下するものと考えられる。したがって、ダクト内乱流においても、LEBU 板下流壁面近傍の熱流動場は乱流境界層のそれと類似しているものと推定される。

いっぽう、形式 L1 の場合の h の分布を見ると、物体挿入位置のすぐ下流位置から流れ方向の広い範囲にわたって熱伝達が向上する様子が見て取れる。したがって、ダクト内乱流においても、境界層の場合と同様に、渦発生体の伝熱促進効果は LEBU 板と組合せても消失せず、この組合せ物体が伝熱特性上有効であることが分かる。下流に進むにつれて $h/h_0 \geq 1.0$ となる領域 (以下では伝熱促進領域と呼称する) がスパン方向の正の向きに広がって、伝熱促進領域幅は広がる。また、 h のピーク位置も z の正方向へ移動する様子が認められる。この h の分布形状は、第 5 章で議論した形式 A のそれと類似しており、このことは、伝熱促進の主要なメカニズムが乱流境界層の場合と同様であることを示唆している。すなわち、ダクト内乱流においても、物体の下流において縦渦の生成とともに大規模な三次元的な流れ場が生じて、ダクトの中ほどに存在する高速かつ低温の流体が境界層の吹き下ろし流に相当する二次流れによって壁近傍に接近するために伝熱促進が生じるものと考えられる。ただし、この実験からは、境界層の実験で見られたような伝熱促進の初期領域と発達領域の明確な境界線は認められなかった。これは隙間 c が小さく、

縦渦の形成が最初から壁面近傍で行われるためと考えられる。なお、 $x/2H_D=4.7$ の位置における h のスパン方向分布には全域にわたって一様な低下が認められるので、ダクト内乱流においても、LEBU 板の伝熱抑制効果は消失しないことが確認できる。

つぎに、図 7. 3 には、LEBU 板に渦発生体を L1 と同様の形式で 2 個付設した場合（形式 L2：図 2. 17 参照）の結果、ならびに L2 の渦発生体の側方 LEBU 板上にそれと同形状の開口部を設けた場合（形式 L2'）の結果をプロットした。まず、形式 L2 の場合には、挿入物体の下流直後から、 h の分布は双峰的形状を示す。これらはそれぞれ、個々の渦発生体により生じる伝熱促進であり、それぞれの領域の伝熱促進は下流の長い範囲にわたり存続している。

図をよく見ると、 z の負側に付設した渦発生体により生じる伝熱促進の領域幅や大きさは形式 L1 の結果と比較してほぼ等しいものの、 z の正側に付設した渦発生体によって生じる伝熱促進は、とくに $x/2H_D \geq 3.0$ において、幅、大きさともに少し小さい。後述するように、二つの渦発生体を互いに逆符号の迎え角を持つように設置して、縦渦の回転方向を互いに反対方向とした場合には、それぞれの渦発生体から生じる伝熱促進の領域幅や大きさには顕著な差異は生じない。この伝熱促進の差異は、形式 L2 の z 座標の正側にある渦発生体から生成する渦がダクト側壁の影響を受けて弱められるか、若しくはその渦が側壁の存在によって伝熱面からやや離れた位置に移動するために生じるものと推察される。

いっぽう、形式 L2' の結果を見ると、L2 の結果と同様の分布様式を有するものの、伝熱促進の大きさや領域幅は L2 のそれらと比較していずれも大きい。よって、開口部の設置が伝熱特性上有効であることが分かる。これは渦発生体の背面に開口部があることで、縦渦の生成規模や渦の強さが開口部がない場合に較べてより大きくなる、若しくは LEBU 板の下面側（渦発生体のある側と反対側）に存在するより高速の流体がその開口部から渦に取り込まれ、これが伝熱面に接近する等の相乗効果によると推定される。

図 7. 4 に形式 L2' の結果と、開口部のみを形式 L2' よりも大きくした場合（形式 L2''）の結果を比較して示す。 h の分布に大きな差異は認められないものの、L2''の方が若干熱伝達率が大きいようである。

さらに、図 7. 5 に形式 L2''（渦発生体の迎え角は両者とも 30° ）と渦発生体の迎え角を流れ方向に対して互いに逆向きにした場合の一例（形式 L2'' R）を比較して示す。図より、形式 L2'' R の場合には、形式 L2'' の場合と違って、二つの伝熱促進領域のスパン方向幅や大きさには顕著な差異は認められないことが分かる。伝熱促進の大きさを全体にわたって比較してみると、形式 L2'' の結果が形式 L2'' R

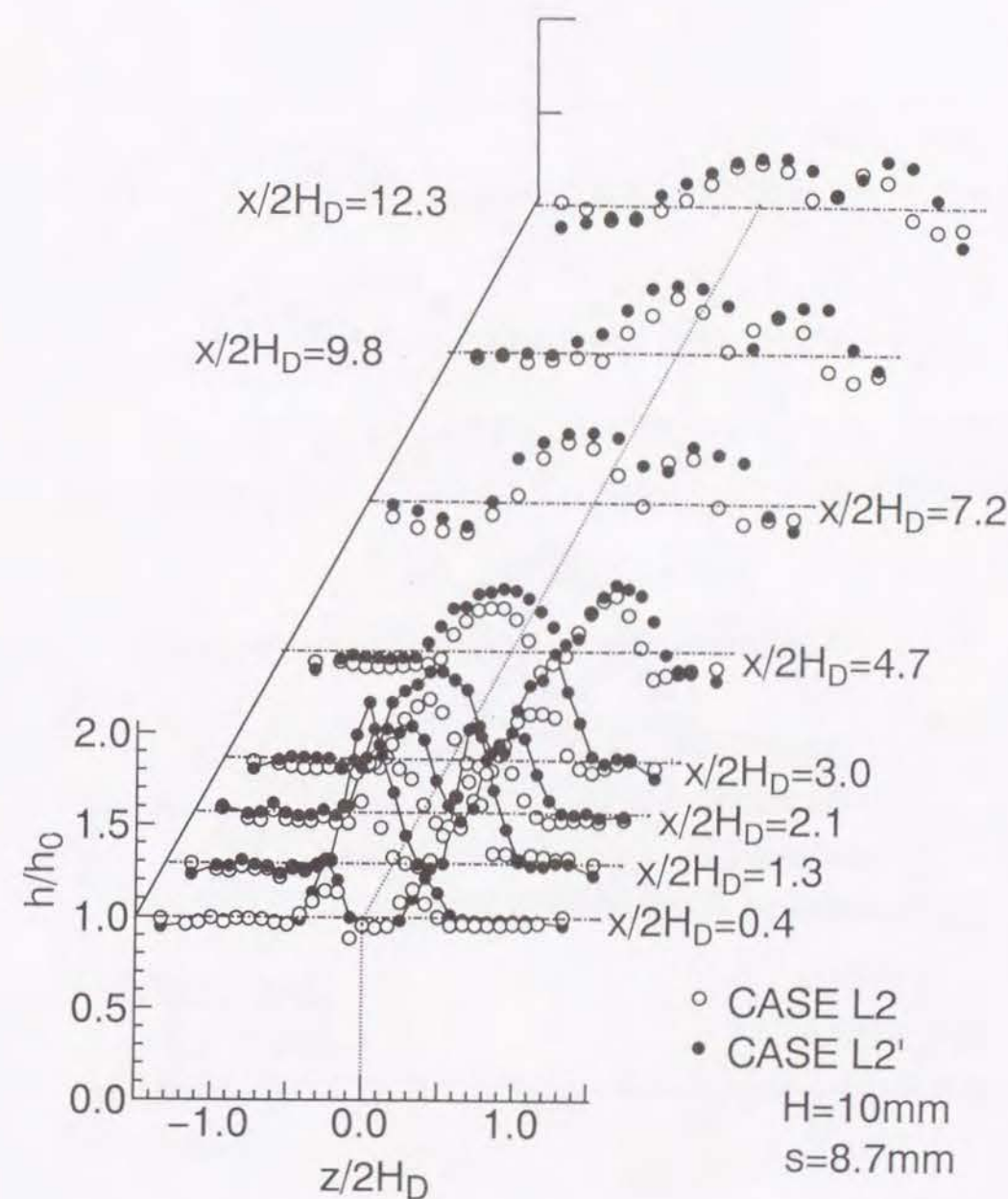


図 7. 3 局所熱伝達率分布（形式 L2 および形式 L2'）

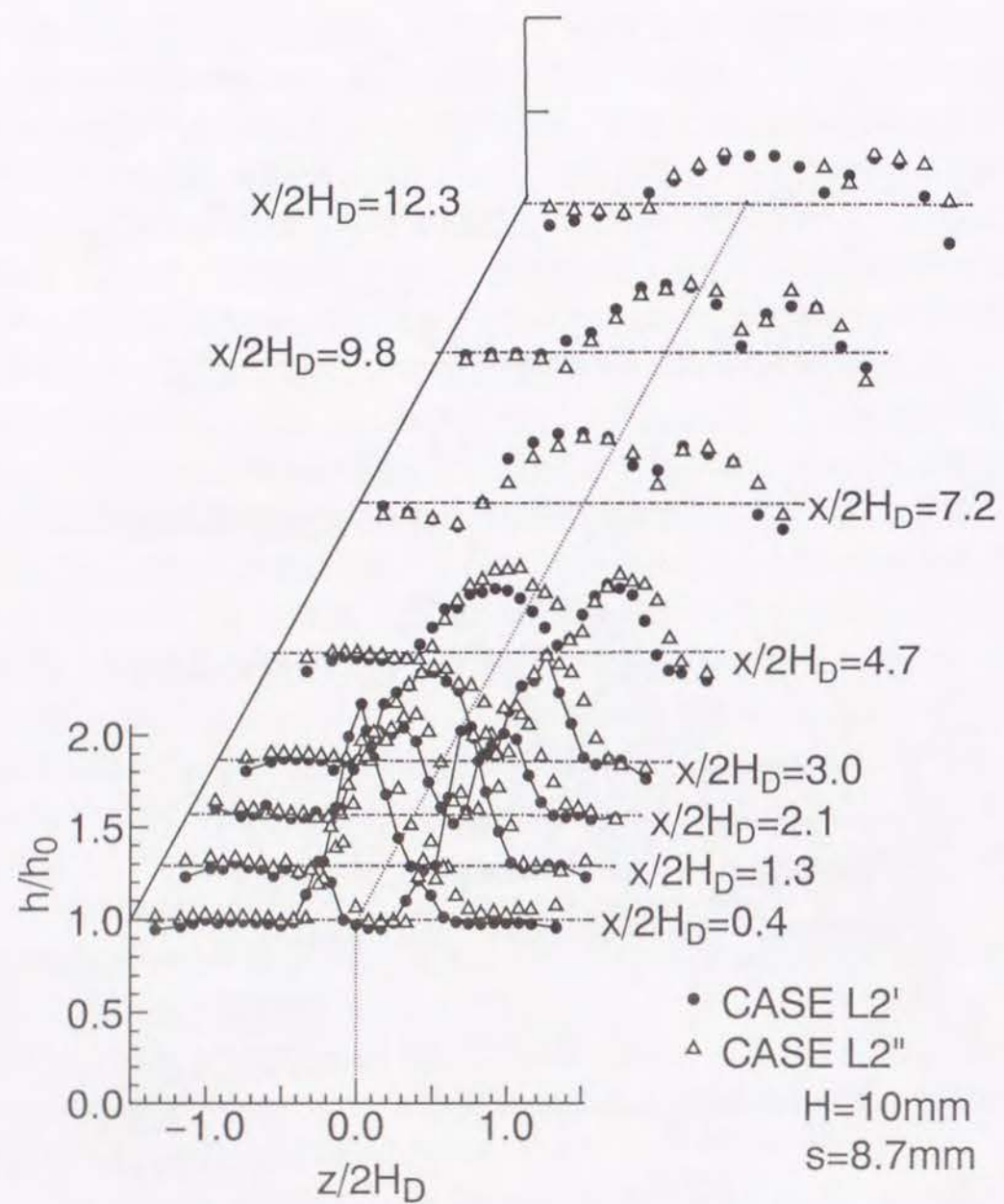


図7.4 局所熱伝達率分布（形式L2' および形式L2''）

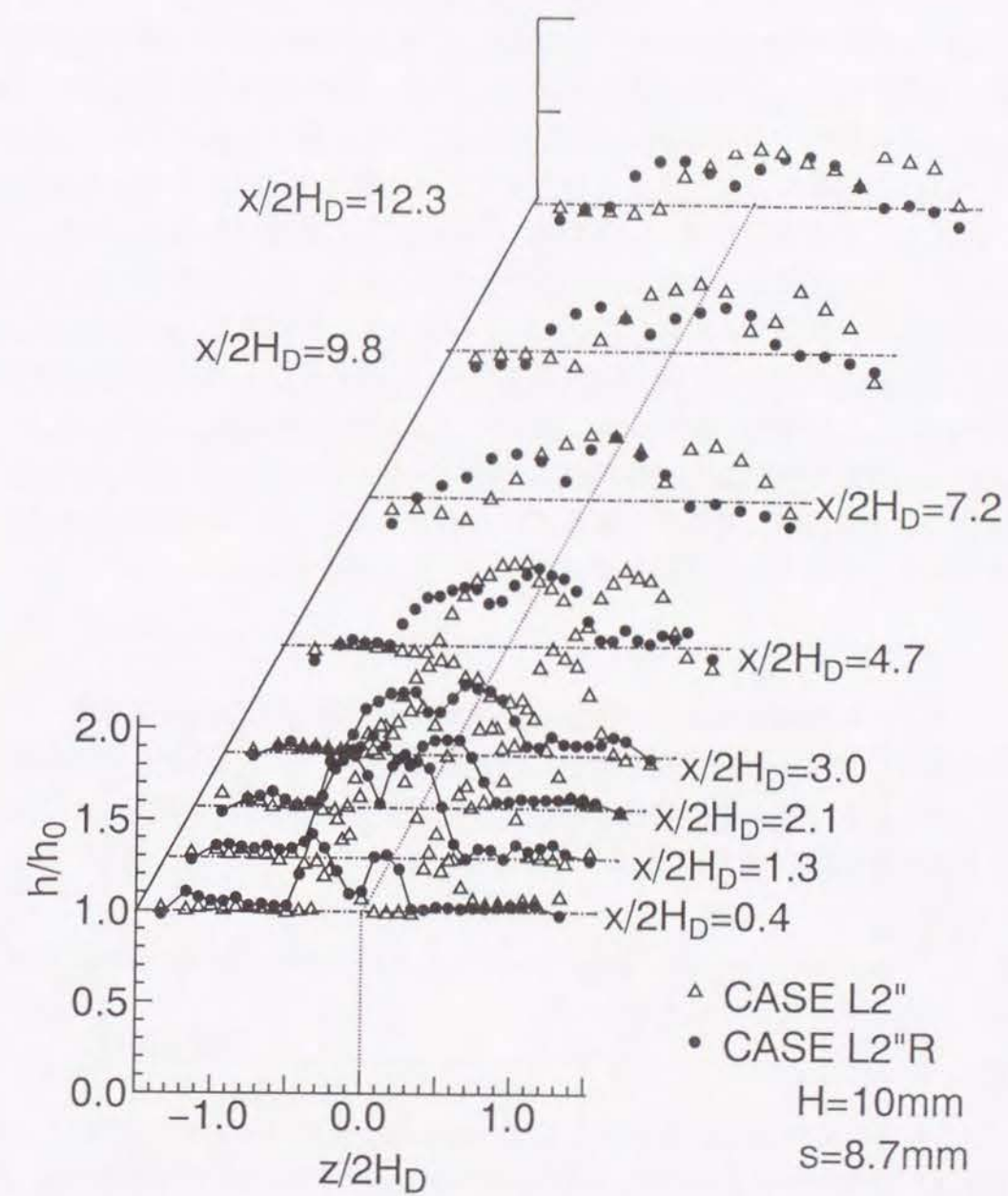


図7.5 局所熱伝達率分布（形式L2'' および形式L2''R）

よりやや大きい。とくに、 z の負側に付設してある渦発生体は、その設置方法が両方の形式で同一であるにもかかわらず、異なった伝熱促進率をもたらす。L2"で得られる伝熱促進の方がL2" Rの場合のそれに較べて大きい。また、形式L2"の場合には、 z 軸の負側にあるピーク位置が下流に行くとともに z の正方向に移動するのに対して、形式L2" Rのそれはスパン中央付近にとどまっているか、むしろ z の負方向に移動する。Pauleyら^[7]は形式L2" Rと同様の渦発生体対を平板面上に設置する場合に対して熱伝達率分布を測定して、二つの渦発生体から発生した縦渦同士が下流領域の中央で干渉し、ともに壁面から浮上がって離れていくために伝熱促進がさほど期待できないことを報告している。彼らの研究を参考にすると、これは、形式L2" Rの場合には、 z の正側にある渦がそれ単独であれば z の負方向に移動し、同じく z の負側の渦が z の正方向に移動しようとする傾向があるために、二つの渦発生体を設置する場合には、それぞれから生じる渦の進路が交差してしまい、結果として両方の渦がスパン中央付近で干渉・反発することが要因であると推察される。ただし、本研究の場合には、伝熱面に渦発生体対を付設したPauleyらの場合と違って、渦発生体対はLEBU板の伝熱面側に設置されている。このために、彼らの場合のように渦が伝熱面から離れていくのではなく、逆にある程度伝熱面方向へ接近することにより、伝熱促進が得られるものと考えられる。

7. 2. 3 伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率と全伝熱面平均伝熱促進率

熱伝達率のスパン方向分布を測定した8断面($j=1, \dots, 8$)それぞれにおいて、物体の挿入により生じる平均的な伝熱促進効果を定量的に評価するために、伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率 h_{mj} を以下のように定義した。

$$h_{mj} = \frac{\sum_{i=2}^{N_j-1} h_{ij}}{\sum_{i=2}^{N_j-1} h_{0ij}} \quad (7-1)$$

式(7-1)の分母は物体を挿入しない場合の伝熱面の平均熱伝達率に比例する量である。ここで、 i は j 断面におけるスパン方向の熱電対の局所番号を、 N_j はその総数を表している(各断面内において、熱電対の挿入ピッチは両端を除いて同じである)。また、測定領域全体の伝熱促進が挿入形式によってどう変化するかを把握するために、全伝熱面の平均伝熱促進率 h_m^* を以下のように定義した。

$$h_m^* = \sum_{j=1}^8 \frac{h_{mj} \Delta x_j}{L} \quad (7-2)$$

ただし、 Δx_j は隣り合う測定断面の x 方向間隔に基づいて定めた距離($=51\text{mm}(j=1, 2, 3, 4), 153\text{mm}(j=5, 6, 7, 8)$)であり、 L はそれらの総和である。

図7. 6に、LEBU板のみを挿入する場合を含めて、形式L1, L2, L2', L2", L2" Rの各形式の挿入物体を用いる場合に対して、伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率 h_{mj} の流れ方向変化を整理して示した。なお、右側の図には全測定面にわたる平均値 h_m^* をプロットしてある。図より、まず、LEBU板を挿入すると下流位置で熱伝達率が低下することが確認できる。この h_{mj} の分布形状は境界層にLEBU板を挿入した場合に得た結果(図3. 2参照)と類似している。これに対して、形式L1では縦渦による伝熱促進が得られる。その分布形状はLEBU板のみを挿入した場合のそれを上方に平行移動した形状に相当し、渦発生体の付設によって h_{mj} の値が全体的に持ち上がるものと推察される。形式L2の結果は形式L1の場合の h_{mj} の結果と大差ない。これは z の負側に位置する渦発生体により生じる伝熱促進がL1のそれと同程度の大きさであるのに対して、 z の正側に位置する渦発生体により生じる伝熱促進

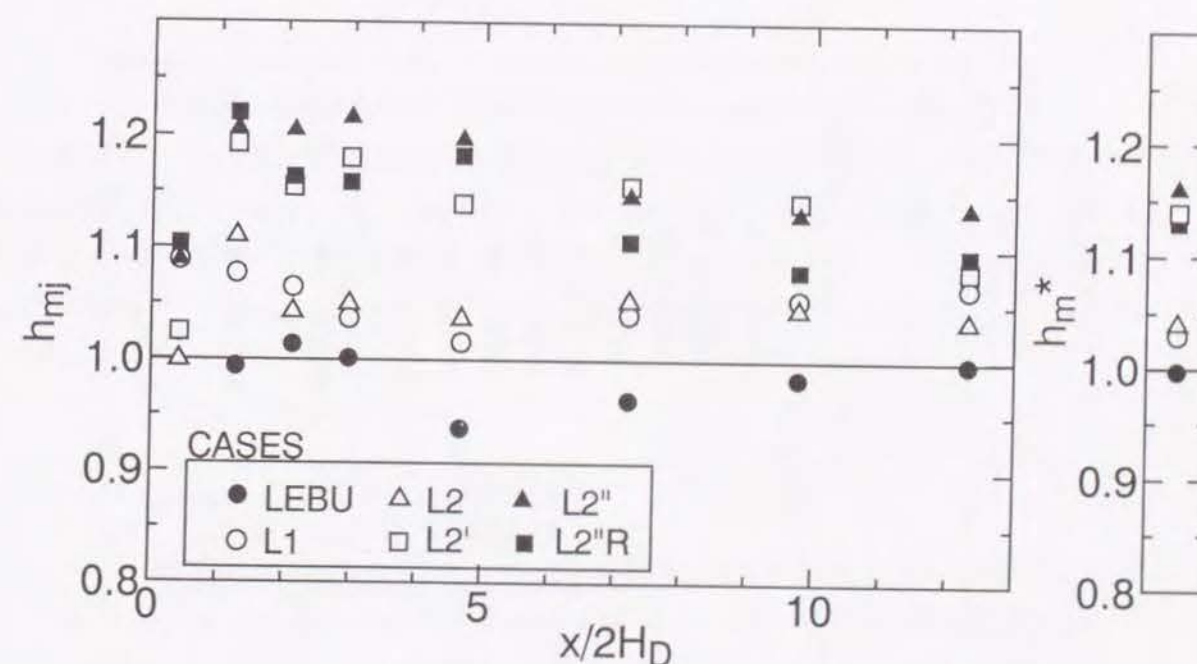


図7. 6 伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率 h_{mj} および全伝熱面平均伝熱促進率 h_m^* の流れ方向分布

進が小さいためである。興味深いのは開口部のある形式 L2' の結果であり、開口部を設けることにより、開口部がない場合と比較して2倍以上の伝熱促進率を得ることができる。伝熱特性としては、開口部をより大きくした形式 L2'' の場合が最も良好であるが、挿入位置近傍を除くと形式 L2' の場合と大差ない。形式 L2'' R の結果を見ると、形式 L2' や形式 L2'' より伝熱的には良好とは言えないものの、同じ渦発生体を2個付設してある L2 の場合と較べると、それでも約2倍の伝熱促進率が得られており、開口部の有無の伝熱特性に及ぼす影響が大きいことが明らかである。

7. 3 圧力損失分布

本節では、物体の挿入によって生じる圧力損失増加について検討する。

図7. 7に、LEBU板ならびに形式 L1, L2, L2', L2'', L2'' R の各種の挿入物体を使用する場合に対して、圧力の x 方向分布をまとめて示した。ただし、測定値から物体を何も挿入しない場合の同一位置における測定値を差引いて求めた圧力差 ΔP (mmH₂O) として示してある。いずれの場合も ΔP の値は物体挿入位置で著

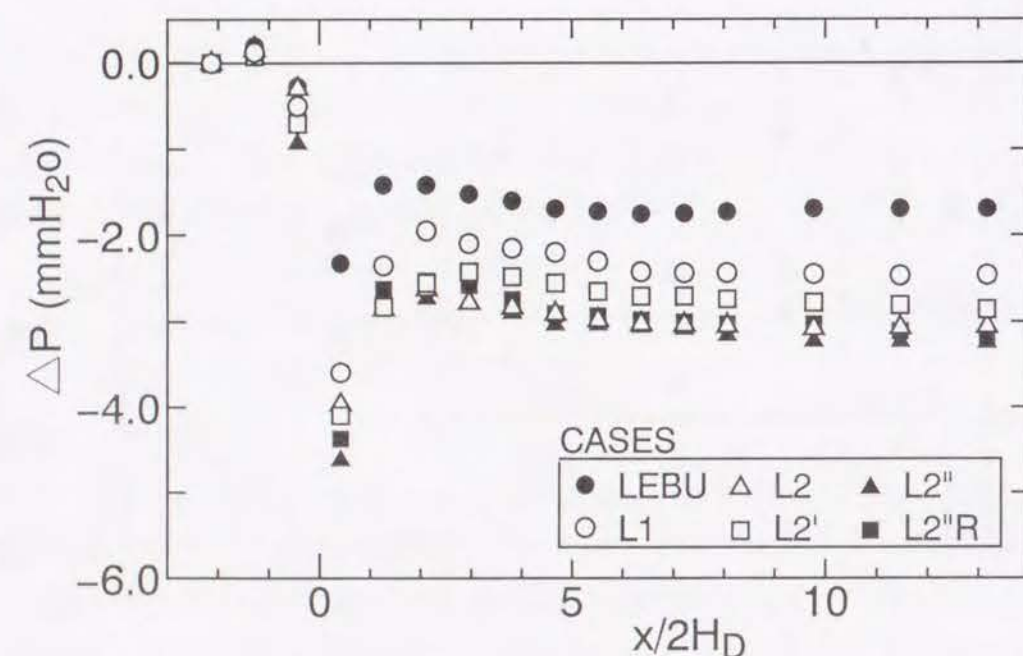


図7. 7 圧力差 ΔP (mmH₂O) の流れ方向分布

しく低下して極小値を示すものの、それが下流に向かって回復して若干オーバーシュートした後、少しずつ減少しながらほぼ一定値に漸近する。したがって、その漸近値の絶対値が物体挿入による圧力損失増加に対応する。図より、LEBU板のみを使用する場合が圧力損失増加が最も小さく、これに渦発生体を付設すると圧力損失増加はいずれもLEBU板の結果より大きくなることが分かる。ただし、本実験の範囲では各場合の圧力損失増加はLEBU板のみを用いる場合の2倍以内に収まっていた。

形式 L1 と LEBU板のみを用いる場合の結果の差および形式 L2 と形式 L1 の挿入物体を用いる場合の結果の差は互いにほぼ等しい。すなわち、この圧力差は渦発生体を一つ付設することにより生じる圧力損失増加である。これに対して、開口部を設けた形式 L2' の圧力損失は、開口部のない形式 L2 より小さく、伝熱特性のみならず、流動特性の上でも開口部の存在が有効であることが明らかとなった。形式 L2' の開口部を拡大した形式 L2'' の圧力損失は逆に形式 L2 より大きい。また、渦の回転方向を逆にした形式 L2'' R の結果は同じ大きさの開口部をもつ形式 L2'' の結果とほぼ等しい。よって、圧力損失増加を小さく保つには開口部を設けることが有効ではあるものの、開口部が大きすぎるとその有効性が失われる可能性があることが分かった。

7. 4 伝熱促進と圧力損失の評価

本章では、伝熱促進と圧力損失の増加を定量的に同時評価するために、物体の上流位置 ($x/2H_D = -0.4$, $j=0$ として扱う) から熱伝達率を測定した第 j ($j=1, \dots, 8$) 断面までの平均スタントン数 St_j をその間で測定した静圧差から求めた見かけの壁面摩擦係数 C_{fj}^* で除して式 (7-3) で定義する相似性パラメータ β_j^* ($j=1, \dots, 8$) を算出した。

$$\beta_j^* = \frac{St_j}{\frac{1}{2}C_{fj}^*} \quad (7-3)$$

ただし、上式の分子にある平均スタントン数 St_j は次式で定義されている。

$$St_j = \frac{h_{mj}}{\rho C_p U_m} \quad (7-4)$$

ここで、 j 断面までの平均熱伝達率 h_{mj} は式 (7-5) の定義により計算する。

$$h_{ij} = \frac{\sum_{k=0}^j h_{mk} \cdot \Delta x_k}{x_j - x_0} \quad (7-5)$$

ただし、 $k=0$ における平均熱伝達率は物体を何も挿入しない場合と同じ値を用いてある。また、式(7-3)の分母にある、見かけの壁面摩擦係数 C_f^* は次式で定義する。

$$C_f^* = \frac{\tau_{wj}^*}{\frac{1}{2} \rho U_m^2} \quad (7-6)$$

ここで、 τ_{wj}^* は次式で表すように、挿入物体の抗力によって生じる圧力損失増加を含めて求めた見かけの壁面せん断応力を示している。

$$\tau_{wj}^* = \frac{W_D H_D (P_0 - P_j)}{2(W_D + H_D)(x_j - x_0)} \quad (7-7)$$

図7. 8に、LEBU板および形式L1, L2, L2', L2'', L2''Rの各種の挿入物体を使用する場合に対して、得られた相似性パラメータの値 β_j^* の流れ方向変化を物体を何も挿入しない場合の値 β_{0j}^* で規格化して示した。図の β_j^*/β_{0j}^* の値は、物

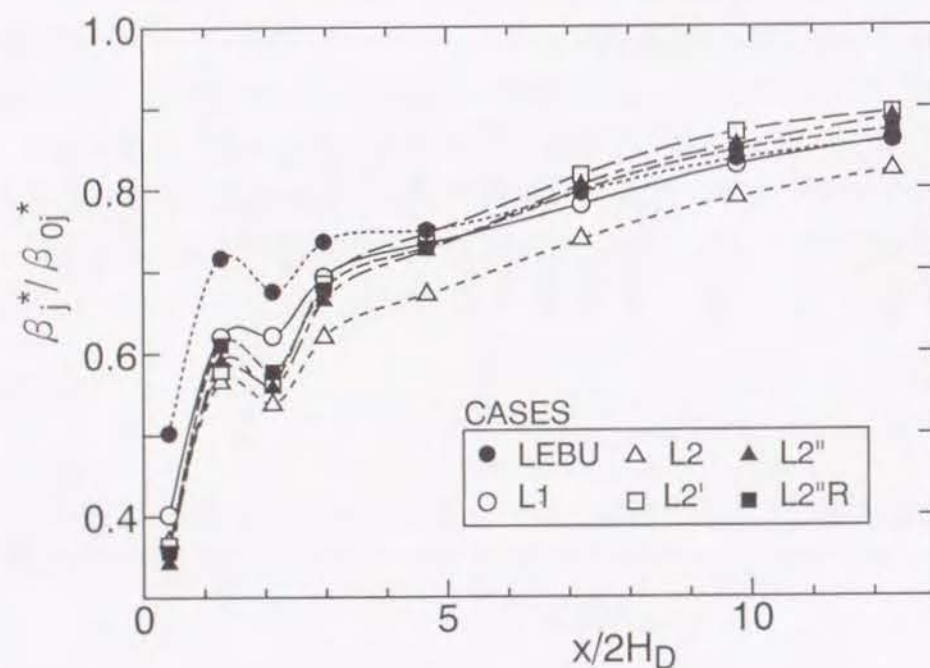


図7. 8 相似性パラメータ分布

体の抗力を含むいわば見かけの相似性パラメータを表していて、それ自体の値を使用して前章までに検討した物理現象としての非相似性の強さを判定するべきものではない。図においてはその値が大きいくほど圧力損失増加に対する伝熱促進量が大いことを表している。図を概観すると β_j^*/β_{0j}^* の値はいずれの場合も1.0より小さい。これは物体の抗力をも含めた形で見かけの摩擦係数 C_f^* を算出しているためであって、いずれの物体を使用する場合にも挿入物体の抗力が物体を何も挿入しない場合の壁面摩擦応力に基づく圧力損失と較べてかなり大きいことを示唆している。このことは、組合せ物体の挿入によって、物体抗力をも含む圧力損失に基づくいわば見かけの非相似性は実現できないことを意味している。

LEBU板に渦発生体を一つ付設した形式L1の結果を見ると、LEBU板のみを挿入した結果とはほぼ同様であり、伝熱促進が達成されるものの、渦発生体の付設で生じる圧力損失もそれに相応する程度に増加することが分かる。同様の形式で渦発生体の個数を増やしても、圧力損失の方が伝熱促進率より増加割合が大きくなることからL2の結果から推察される。形式L2', L2'', L2''Rの結果は形式L2の結果より β_j^*/β_{0j}^* の値が大きく、開口部の伝熱・流動特性に対する有効性が改めて結論付けられる。中でも、形式L2'が最も良好である。これは前節で見たように、他の形式では圧力損失が余分に付加されるためであり、開口部の大きさ、形状が全体の伝熱・流動特性の影響因子となり得ることが確認される。

7. 5 結言

本章では、LEBU板やそれと渦発生体の組合せ物体を矩形ダクト内乱流に挿入する場合に対して、壁面局所熱伝達率分布を測定して伝熱特性につき検討するとともに、測定部の静圧分布を測定し圧力損失の増加量についても検討した。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) LEBU板を挿入すると、境界層の場合と同様に熱伝達率が低下する。他者の報告によると壁面摩擦係数が低下するので、この h の低下は、境界層の場合と同じく顕著な非相似性が生じないことを示唆する。
- (2) 渦発生体をLEBU板と組合せても渦発生体の伝熱促進上の有効性は消失せず、物体下流の長い距離範囲にわたって局所熱伝達率が向上する。局所熱伝達率の分布形状は境界層中で得た実験結果と類似しており、このことは、伝熱促進の主要メカニズムが境界層の場合と同様に平均熱流動場の三次元的な歪みに起因することを示唆している。
- (3) 開口部がある物体は、それが無い物体と較べて圧力損失増加の割に伝熱促進

が大きい。開口部の形状や大きさが伝熱・流動特性に影響を与える可能性があるが、本実験の範囲では、渦発生体と同じ形状の開口部を設ける場合が最も特性が良好であった。よって、実用的観点からすると、薄板の一部を切り起こして渦発生体とする製作方法が一つの方法であると提案できる。

参考文献

- (1) C. M. B. Russell, T. V. Jones and G. H. Lee, Heat Transfer Enhancement Using Vortex Generators, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol.3, 1982. pp.283-288.
- (2) M. Fiebig, P. Kallweit and N. K. Mitra, Wing Type Vortex Generators for Heat Transfer Enhancement, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 6, 1986, pp.2909-2913.
- (3) S. Tiggelbeck, N. K. Mitra and M. Fiebig, Experimental Investigations of Heat Transfer Enhancement and Flow Losses in a Channel with Double Rows of Longitudinal Vortex Generators, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.9, 1993, pp.2327-2337.
- (4) M. Fiebig, Vortex Generators for Compact Heat Exchangers, J. of Enhanced Heat Transfer, Vol. 2, Nos. 1-2, 1995, pp.43-61.
- (5) A. Pollard, A. M. Savill and H. Thomann, Manipulation and Modelling of Turbulent Pipe Flows: Some Parametric Studies of Single and Tandem Ring Devices, Turbulence Control by Passive Means(ed. by E. Coustols), Kluwer Academic Publishers, 1990, pp.23-40.
- (6) H. Klein and R. Friedrich, Large-Eddy Simulation of Manipulated Boundary Layer and Channel Flows, Turbulence Control by Passive Means(ed. by E. Coustols), Kluwer Academic Publishers, 1990, pp.41-66.
- (7) W. R. Pauley and John K. Eaton, The Effect of Embedded Longitudinal Vortex Arrays on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer, ASME J. Heat Transfer, Vol.116, 1994, pp.871-879.

第8章 結論

本研究では、物体の挿入により生成される渦による乱流の制御と伝熱促進を検討の主題に選び、主として平板乱流境界層中に物体を挿入した流れを取り上げ、また、ダクト内乱流中に物体を挿入した流れについても注目し、各場合の流動・伝熱特性について実験的検討を施した。前者の流れでは、円柱を挿入する場合に見い出されている、壁面熱伝達率の向上と壁面摩擦係数の低下が同時に起こる現象、すなわち熱輸送と運動量輸送の非相似性に着目し、まず、二次元柱状物体である(1)LEBU板 (Large Eddy Break-Up Plate)、(2)円柱および偏平柱、(3)スプリッタプレート付き角柱、を平板乱流境界層中に挿入することを試み、発現する非相似性のあり方とその生成メカニズムに関する基礎的検討を行った。また、熱輸送と運動量輸送の個別制御の可能性についての知見を得る目的で、平板乱流境界層中に縦渦を導入する場合に注目して、LEBU板と三角翼形状渦発生体を組合せて使用することを試みた。いっぽう後者の流れでは、LEBU板やそれと渦発生体の組合せ物体を挿入する場合について伝熱特性と圧力損失特性を併せて検討した。本論文の第1章と本章を除く各章で述べた内容と結論をまとめると次のようである。

第2章では、本研究で使用した実験装置ならびに実験手法についてまとめて述べた。平板乱流境界層中に諸物体を挿入した流れに関しては、実験で使用した風洞、挿入物体の概要、伝熱実験および平均速度と変動速度の測定方法について述べた。また、ダクト内乱流中に物体を挿入した流れに関しては、実験で使用した矩形ダクト装置、挿入物体の概要、伝熱実験と圧力損失の測定方法について述べた。前者の流れ系については、風洞の下壁に設置した平板面上に発達した乱流境界層を測定対象としたので、その概要について説明した。伝熱実験では、二次元柱状物体を挿入する場合には、伝熱面温度測定用の熱電対をスパン方向の中央線上に密に配置した平板を、いっぽう、三角翼形状渦発生体をLEBU板と組合せて挿入する場合には、熱電対をスパン方向にも密に配置した平板を、いずれも等熱流束条件で加熱して使用した。両平板とも加熱熱流束からの熱損失分を見積もることによって、物体を挿入しない場合の局所ヌッセルト数が経験式と良好に一致することを確認した。挿入物体下流域での流速測定は、2方向変動速度の測定にはX型熱線風速計を、渦発生体下流域の三次元的な流れ構造を調べる目的には5孔球ピトープローブおよびV形熱線風速計を使用し、それらの概要を記述した。

第3章では、平板乱流境界層中にLEBU板を挿入した場合に対して、局所壁面摩擦係数、局所壁面熱伝達率、平均速度、平均温度を測定し、また、速度変動信号を処理して、乱れ強度とレイノルズ応力の分布を求め、速度信号に象限分析法を応用

して、乱れの組織的構造を構成する各流体要素運動の運動量輸送への寄与の大小について検討した。その結果、摩擦係数の低下に有効で形状抗力の小さいLEBU板の挿入は、円柱を挿入する場合のように顕著な非相似性をもたらさず、平板熱伝達率の低下を引き起こすことが明らかになった。熱伝達率の低下は、乱れの統計的性質の上から見ると、LEBU板後流内の乱れ強度の増大の程度が小さい上に、その平板近傍への到達が有効に生じず、平板近傍での乱れ強度が何も物体を挿入しない場合に対してむしろ低下することに起因することが分かった。さらに、この熱伝達率の低下は、乱流の組織的構造の観点からすると、ともに相似性をもたらすエジェクション運動とスイープ運動の寄与の低下に対応しており、熱伝達率も摩擦係数ともに低下する事実とよく合致することが示された。

第4章では、まず、平板乱流境界層中に円柱を含めて偏平度の異なる偏平柱を挿入した場合に対して、第3章で行ったのと同様な測定を行って、偏平柱の偏平度と発現する非相似性の大きさの関係や、偏平度の変化にともなう生じる流動構造の変化について議論した。その結果、円柱は伝熱促進の観点からすると最適形状であるが、壁面摩擦係数の低減の観点からは最適形状でないことが分かった。とくに、偏平柱の厚さがある一定の大きさを持つ場合には、偏平柱の流れ方向長さの増加にともなう、伝熱促進効果が単調に低下し、またその一方で、壁面摩擦係数や相似性パラメータは流れ方向長さに対して単調な変化を示さず、ある長さ以上に達すると、それらの増減傾向が逆方向に転ずることが認められた。この増減傾向は平均速度分布や乱れ統計量の大きさについても認められた。また、偏平柱を挿入する場合に生じる顕著な非相似性は、円柱を挿入する場合と同じく、流体要素運動のうちインタラクション運動の選択的増強によることが示された。ただし、本研究の範囲では偏平柱の厚さが大きいため、その抗力は円柱のそれと同程度に大きいと推察され、運動量損失の増加を極力抑えつつ伝熱促進を図り得る最適物体形状を模索するためには、今後、例えば挿入物体の厚さを変更する場合に対して実験を進めることが望まれる。続いて、平板乱流境界層中に角柱を挿入した場合にも注目して、角柱から発生するカルマン渦的な周期的非定常渦の発生を、角柱に長さの異なるスプリッタプレートを設置することによって制御して、プレート長さと発現する非相似性の関係や流体要素運動の変化について検討した。その結果、角柱に付設するスプリッタプレートの長さを増大すると、角柱からのカルマン渦の発生が抑制されることが確かめられた。また、それとともに伝熱促進効果が低下すること、その一方で、壁面摩擦係数は角柱の場合に得られる結果とさほど変化せず、その結果として非相似性は弱くなる傾向があることが分かった。また、角柱を挿入する場合に生じる顕著な非相似性は、円柱を挿入する場合と同じく、やはりインタラクション運動の増強

によることが示された。この場合の速度の時系列信号にウェーブレット解析を応用し、流体要素運動の変化とカルマン渦的な渦運動との関連性等について基礎的な議論を行った結果、壁近傍において、カルマン渦の発生に関連する周期的な流体運動が生じること、それとともに、非相似性強化につながる流体要素運動が発生することを見出した。ただし、その強度は時間的に変化し、運動量輸送への寄与が大きい時間帯とそれが小さい時間帯とが観察された。

第5章では、LEBU板と三角翼形状渦発生体の組合せ物体を平板乱流境界層中に挿入して、第3章で明らかとなったLEBU板の挿入により生じる熱伝達率の低下を、渦発生体の付設により引き上げることが可能か否か、また、どの程度の伝熱促進が達成できるかについて検討した。その結果、本研究で試みたいずれの組合せ形式においても、渦発生体による伝熱促進は流れ方向の広い範囲にわたって生じることが示された。したがって、渦発生体の有効性はLEBU板と組合せても消失せず、検討した組合せは、いずれも伝熱促進上有効であることが明らかとなった。これらの検討を施した組合せのうち、渦発生体をLEBU板の下面に倒立姿勢で付設する場合が伝熱面の加工が不要であるため実用的利点があり、かつ伝熱促進上最も有効であるとの結論を得た。また、幾何形状パラメータの伝熱特性に及ぼす影響について検討したところ、この組合せ物体の挿入高さは、それが近づき流れの境界層厚さより小さい範囲では、伝熱促進効果に対してそれほど重要な影響因子とならず、その一方で、渦発生体の高さや迎え角は伝熱促進効果に重要な影響を与え、本研究の範囲ではそれらの値が大きいほど伝熱促進上有利であるとの結論を得た。また、伝熱促進初期領域においては、渦発生体の翼端と平板との隙間がその伝熱特性を支配する因子であることを見出した。

第6章では、第5章に引き続きLEBU板と三角翼形状渦発生体の組合せ物体を平板乱流境界層中に挿入する場合に対して、物体下流域の3方向平均速度場、平均温度場、変動速度場を吟味して、それと伝熱促進との関係について考察した。その結果、渦発生体下流域では、二次流をとともなう縦渦が形成されること、その縦渦の活動によって境界層内の平均速度場や平均温度場が三次元的に著しく歪むことを示した。そして、伝熱促進の主要メカニズムは、この平均熱流動場の歪みに密接に関連することを明らかにした。すなわち、境界層の上層にある高速、低温かつ乱れ強度の小さい流体が縦渦によって誘起される吹き降ろし流によって伝熱面近傍に供給されることがその主原因であるとの結論を得た。ただし、縦渦による吹き上げ流領域においては、壁近傍の乱れ強度の増大によっても伝熱促進が得られることが分かった。

第7章では、LEBU板やそれと三角翼形状渦発生体の組合せ物体を矩形ダクト内

乱流中に挿入する場合に対して、局所熱伝達率分布を測定して伝熱特性を検討するとともに、測定部の静圧分布を測定して圧力損失の増加量についても検討を施した。その結果、LEBU 板を挿入すると、第3章で議論した境界層の場合と同様に、熱伝達率が低下することが明らかになった。他者の報告によると、壁面摩擦係数が低下するので、この熱伝達率の低下は、境界層の場合と同じく顕著な非相似性が生じないことを示唆している。また、渦発生体を LEBU 板と組合せても渦発生体の伝熱促進上の有効性は消失せず、物体下流の長い距離にわたって局所熱伝達率が向上することが見い出された。局所熱伝達率の分布形状は境界層中で得た実験結果と類似しており、このことは、伝熱促進の主要メカニズムが境界層の場合と同様に平均熱流動場の三次元的な歪みに起因することを示唆している。さらに、実際応用上の観点から LEBU 板の開口部の影響について検討した結果、開口部がある物体は、それが無い物体と比較して、圧力損失増加の割に伝熱促進が大きく有効であることが明らかとなった。その形状や大きさが伝熱・流動特性に影響を及ぼす可能性があるものの、本実験の範囲では、渦発生体と同じ形状の開口部を設ける場合が最も特性が良好であった。よって、実用的観点からすると、薄板の一部を切り起こして渦発生体とする製作方法が一つの方法であると提案できる。なお、今後、挿入物体下流域の速度計測を行って、諸現象についての物理的考察を進めることが望まれる。

本研究では、以上にまとめたように、平板乱流境界層中に物体を挿入した流れ、ならびにダクト内乱流中に物体を挿入した流れを対象として実験を行い、得られた結果について検討を施した。その結果、これらの流れの流動・伝熱特性について種々の新知見を提供するとともに、乱流の制御と伝熱技術と関連する基礎資料を提供することができた。

これまでの検討結果を踏まえると、今後、流体要素運動の変化とカルマン渦的な渦運動の関連性について更なる検討を施すことは大変有意義である。そのためには、例えば速度場や温度場の多点計測を試みる等、データのいっそうの充実を図るとともに、取得データの解析手法についての吟味・開発も重要な課題である。また、本研究の範囲では成し得なかったものの、数値解析的手法を用いて検討することも、物理現象の理解だけでなく、乱流モデルの構築のために有用であると考えられ、今後の課題である。

記号

A_i, B_i	King の式の比例定数 $V^2/(m/s)^{1/2}$
a	ウェーブレット変換に用いるスケールパラメータ
b	ウェーブレット変換に用いるスケールパラメータ
c	平板壁と挿入物体との隙間距離 mm
D	角柱の一辺の長さ mm
d	扁平柱の厚さ mm
C_f	壁面摩擦係数
C_{fj}^*	第 j 断面までの静圧差から求めた見かけの壁面摩擦係数
C_{pi}	5 孔球ビトー管の速度算出時に使用する取圧孔 i の圧力係数
C_p	空気の定圧比熱 J/(kgK)
d^*	プレストン管内径 mm
E	熱線からの出力電圧 V
E_i	熱線 i からの出力電圧 V
FC_i	V 形熱線の角度の算出時に使用する関数
FE_1, FE_2	FC_i の組合せにより定義される関数
F_ϕ, F_ψ	5 孔球ビトー管の速度算出時に使用する関数
f	周波数 Hz
$f(t)$	解析対象である関数 (速度の時系列信号)
H	物体挿入高さ mm
H_D	ダクト側壁高さ mm
H'	象限分析法に用いる無次元しきい値パラメータ
h	局所熱伝達率 W/(m ² K)
h_L	LEBU 板を挿入する場合に得た局所熱伝達率 W/(m ² K)
h_{LV}	縦渦が与える最大伝熱促進率 $(= (h_{MAX} - h_L) / h_0)$
h_{MAX}	スパン方向熱伝達率分布の最大値 W/(m ² K)
h_m^*	全伝熱面の平均伝熱促進率 $(= \sum \frac{h_{mj} \Delta x_j}{L})$ W/(m ² K)
h_{mj}	第 j 断面における伝熱面濡れぶち平均伝熱促進率 $(= \sum_{i=2}^{N_j-1} h_{vi} / \sum_{i=2}^{N_j-1} h_{0ij})$
h_{xy}	第 j 断面までの平均熱伝達率 W/(m ² K)
$I_i(t, H')$	象限分析法で用いる条件付き関数
i	象限分析法で用いる第 i 象限

L	LEBU 板の流れ方向長さ, スプリッタプレートの長さ, Δx_j の総和	mm
l	偏平柱の流れ方向長さ	mm
N_j	第 j 断面における熱電対の総数	
Nu_x	局所ヌッセルト数	
P_i	5 孔球ピトー管の取圧孔 i の圧力と大気圧との差圧	N/m ²
$P(f)$	パワースペクトル	m ² /s
Pr	プラントル数 (=0.71)	
q_b	加熱平板の裏面への熱伝導による熱損失	W/m ²
q_c	局所的に加熱平板から流体によって奪われる熱流束	W/m ²
q_r	壁からのふく射による熱損失	W/m ²
q_w	通電した箔からの熱流束	W/m ²
Re_x	仮想原点からの距離を代表長さとするレイノルズ数	
s	渦発生体高さ	mm
St_x	局所スタントン数	
St_j	第 j 断面までの平均スタントン数	
T	処理データ収録時間	s
T_b	測定用平板裏面の温度, 断面内混合平均温度	K
T_c	主流温度	K
T_i	ダクト入口部温度	K
T_w	平板面の局所温度	K
Th	象限分析法に用いるしきい値	m ² /s ²
t	時間	s
U	x 方向平均速度	m/s
U_c	主流速度	m/s
U_m	ダクト入口部における流速	m/s
u	x 方向速度変動成分	m/s
$\overline{uv_i}$	象限分析法に用いられる条件付き平均	m ² /s ²
$-\overline{uv}$	レイノルズ応力	m ² /s ²
$-\overline{uw}$	レイノルズ応力	m ² /s ²
u'	x 方向乱れ強さ	m/s
V	y 方向平均速度	m/s
V_0, V_x	流速	m/s
V_{0n}	V_0 の直角方向成分	m/s
v	y 方向速度変動成分	m/s

v'	y 方向乱れ強さ	m/s
$-\overline{vw}$	レイノルズ応力	m ² /s ²
$\overline{v\theta}$	乱流熱流束	mK/s
W	z 方向平均速度	m/s
W_D	ダクトスパン方向幅	mm
w'	z 方向乱れ強さ	m/s
X	5 孔球ピトー管の速度算出時に使用する関数	
x	流れ方向座標	mm
x'	仮想原点からの距離	(=x+1237mm)
x^*	Patel の検定曲線に用いられる無次元長さ	
Y	5 孔球ピトー管の速度算出時に使用する関数	
y	流れと垂直方向座標	mm
y^*	Patel の検定曲線に用いられる無次元長さ	
z	スパン方向座標	mm

ギリシャ文字

α	渦発生体の主流に対する迎え角	°
β	相似性パラメータ	(= $St/(C_f/2)$)
β_j^*	相似性パラメータ	(= $St_j/(C_{fj}^*/2)$)
δ	座標原点における速度境界層厚さ	(=28mm)
ϕ	ヨー角 (水平面内方位角)	°
Γ	周波数の窓	Hz
γ	ガボール関数によるウェーブレット変換に用いる定数	
Δ	離散データのサンプリング間隔	s
ΔC_{px}	圧力係数の差	
ΔP	何も挿入しない場合と物体を挿入する場合の圧力差	mmH ₂ O
ΔP_p	プレストン管による圧力の測定値	N/m ²
$\Delta P_x, \Delta P_y$	5 孔球ピトー管の取圧孔の組合せより算出される圧力値	N/m ²
Δx_j	隣り合う測定断面の x 方向間隔に基づいて定めた距離	mm
ω_p	中心周波数	Hz
ω_{pu}	速度信号 u に関する中心周波数	Hz
ω_{pv}	速度信号 v に関する中心周波数	Hz
λ	空気の熱伝導率	W/(mK)
ν	空気の動粘性係数	m ² /s

θ	温度変動成分 K
Θ	無次元平均温度 $(=(T_w - T)/(T_w - T_\infty))$
ρ	空気の密度 kg/m^3
τ_w	壁面せん断応力 N/m^2
τ_{wj}^*	見かけの壁面せん断応力 N/m^2
ψ	ピッチ角 (鉛直面内水平面からの持上げ角) $^\circ$
$\psi(t)$	基本ウェーブレット関数
$\psi_{a,b}(t)$	ウェーブレット関数
$\psi_{a,b}^*(t)$	$\psi_{a,b}(t)$ の複素共役関数
添え字	
0	物体を何も挿入しない場合

謝辞

本研究を遂行し、また本論文をまとめるにあたり、貴重な御助言と終始暖かい御指導を賜りました京都大学大学院工学研究科教授・鈴木健二郎先生に深く感謝の意を捧げます。また、研究に仕事に、適切な御指摘を戴きました京都大学大学院工学研究科・中部主敬先生、学部学生の頃より実験に関しての御助言を多く戴きました、京都工芸繊維大学工芸学部教授・萩原良道先生、広島大学工学部助教授・鈴木洋先生に深く感謝致します。

さらに、共同研究者として御協力戴きました鈴木一之氏、青木勇氏、林秀之氏、上江洲均氏、松井大氏に感謝致します。また、研究のみならずその他の面でもいろいろとお世話になりました、奈良工業高等専門学校矢尾匡永助教授、新潟大学大学院自然科学研究科松原幸治助手、ならびに伝熱工学研究室の皆様へ感謝致します。

その他、研究室に配属された当初に研究の手ほどきを戴きました篠原健治郎氏、木川弘氏ほか諸先輩方にはひとかたならぬ御恩を賜りました。ここに記して感謝の意を表します。

最後に、日頃より御世話になっております京都大学工学部機械工学教室の皆様へ謝意を表します。なお、私事ながら、私生活を支えてくれた妻・史恵に感謝し、ここに記します。